

**Über die Zeitabhängigkeit der Intensitäts-
dissymmetrie beim Wasserstoff-Stärkeffekt.**
=====

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Technischen Hochschule
Darmstadt

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Natur-
wissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte

D I S S E R T A T I O N

vorgelegt von
Günther O h l
aus
Worms a.Rhein

Referent....: Prof. Dr. R. Gebauer
Korreferent: Prof. Dr. H. Rau

Tag der Einreichung.....: 8.12.50
Tag der mündlichen Prüfung: 19.12.50

I N H A L T

	Seite
I. Einleitung und Problemstellung	1
II. Ältere Arbeiten	4
III. Theoretischer Teil	9
IV. Experimenteller Teil	19
1) Die Versuchsanordnung	19
2) Versuchsergebnisse und Diskussion ..	31
V. Zusammenfassung	47

Über die Zeitabhängigkeit der Intensitäts- dissymmetrie beim Wasserstoff-Stärkeffekt.

Untersucht wurde die kürzlich von R. Gebauer in der Zeitschrift für Physik beschriebene Zeitabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie von Wasserstoff-Kanalstrahlen im elektrischen Felde an den Balmerlinien H_β und H_γ und zwar einmal beim Übergang der Strahlen aus der Kathodenbohrung in ein parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung orientiertes elektrisches Feld und ferner beim Übertritt der Strahlen aus einem dieser Gebiete in ein Feldgebiet der entgegengesetzten Richtung bei schrittweiser Variation des Druckes im Beobachtungsraum vom Druckleuchten bis zum Abklingleuchten. Die seit langem bekannte Tatsache, daß im Gegenfeld die Intensitätsdissymmetrie geringer als im Gleichfeld ausfällt, wird aufgeklärt und ist eine Folge des am Ausgang der Kathodenbohrung vorhandenen Raumladungsgleichfeldes. Ferner zeigte sich eine starke Druckabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie sowie eine Zunahme des Effektes für die äußeren Komponenten einer Linie, wobei die Intensitätsunterschiede bei H_β größer als bei H_γ ausfallen. Von statistischen Erwägungen ausgehend wird parallel dazu die Zeitabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie rechnerisch verfolgt, wobei sich eine bis in Einzelheiten gehende, gute Übereinstimmung mit dem Experiment zeigt.

I. Einleitung und Problemstellung.

Werden Wasserstoff-Kanalstrahlen nach ihrem Austritt aus der Kathodenbohrung des Entladungsrohres in ein elektrisches Feld geführt, dessen Feldlinien parallel zur Geschwindigkeit verlaufen, so fallen im bewegten Druckleuchten die langwelligen Komponenten intensiver als die entsprechenden kurzwelligen aus, sind dagegen Geschwindigkeitsrichtung und Feldrichtung antiparallel, so sind die kurzwelligen Komponenten intensiver, jedoch mit dem charakteristischen Unterschied, daß das Intensitätsverhältnis etwas geringer ausfällt. Im ersten Falle spricht man von G l e i c h f e l d, im zweiten Falle von G e - g e n f e l d. Wie weiter unten noch näher ausgeführt

wird, hängt nach Bohr und Sommerfeld dieser mit der Feldrichtung umkehrbare charakteristische Intensitätsunterschied mit der Stoßrichtung der Gasteilchen gegen die angeregten Atome zusammen unter Berücksichtigung, daß die langwelligen (kurzwelligen) Komponenten aus Übergängen entstehen, deren Anfangsbahnen mehr auf der Rückseite (Vorderseite) des Kerns liegen, d.h. vom Kern aus gesehen in entgegengesetzter (gleicher) Richtung wie das elektrische Feld verlaufen. Werden nun die angeregten Atome durch das verdünnte ruhende Gas hindurchgeführt, so sind die Bahnen der Atome, deren Ladungsschwerpunkt hinter dem Kern liegt, mehr vor Zusammenstößen mit dem Ruhgas geschützt als die der anderen Sorte von Atomen. Auf diese Weise resultiert im Gleichfeld mehr Strahlung für die langwelligen Komponenten, weil nach Pauling bei dieser Sorte von Atomen eine geringere Anzahl ihre Anregungsenergie durch Stöße 2. Art verliert als bei der anderen Sorte. Im Gegenfeld ist die Orientierung der angeregten Atome zur Stoßrichtung gerade umgekehrt, und daher ist dort die Strahlung der kurzwelligen Komponenten intensiver.

Während man bis dahin den Intensitätsunterschied im Gegen- und Gleichfeld als konstant ansah, legte sich R. Gebauer die Frage vor, aus welcher Wegstrecke bzw. in welcher Zeit (= Wegstrecke : Geschwindigkeit) der Intensitätsunterschied zwischen den Komponenten nach dem Eintritt der Strahlen in das Feld sich ausgebildet hat, bzw. wie sich der Effekt bei einer plötzlichen Umkehr der Feldrichtung verhält ¹⁾. Für die Beantwortung dieser Frage erschien wesentlich, daß die Intensitätsdissymmetrie nach den obigen Ausführungen ein statistischer Effekt ist (Ergebnis von Zusammenstößen von Gasteilchen mit angeregten Atomen) und die Aufspaltung selbst nach Untersuchungen von R. Gebauer bei **plötzlicher** Änderung der Feldbedingungen **s t e t s** dem augenblicklichen Feldwert entspricht ²⁾. Unter diesen Gesichtspunkten war

¹⁾ Gebauer, R., Z. Physik 128, 494 (1950),

²⁾ Gebauer, R., Z. Physik 109, 85 (1938).

3

zu erwarten, daß ein Intensitätsunterschied nach dem Eintritt des Kanalstrahls in ein elektrisches Feld von Intensitätsgleichheit beginnend erst auf einer gewissen Wegstrecke durch bevorzugten Abbau der einen Atomsorte durch Stöße 2. Art erzeugt wird bis schließlich bei ausreichender Feldlänge ein Gleichgewichtszustand erreicht sein dürfte. Beim Übergang von einem Feldgebiet in ein solches der entgegengesetzten Richtung werden aber die bisher vor Zusammenstößen geschützten Atome zu ungeschützten und umgekehrt, aber ihre Anzahl wird zunächst noch überwiegen, so daß ein vorhandener Intensitätsunterschied trotz Umkehr der Feldrichtung vorerst noch vorhanden sein wird, aber sodann mit der Zeit durch die Zusammenstöße abgebaut und hierauf wieder erst mit der Zeit der übliche, der neuen Feldrichtung zukommende Intensitätsunterschied aufgebaut wird. Die genannten Untersuchungen von R. Gebauer haben dieses Verhalten bestätigt. Wie bei früheren Untersuchungen ergab sich erneut der Befund, daß der Intensitätsunterschied im Gegenfeld geringer als im Gleichfeld ausfiel. Zur Aufklärung dieses Befundes erscheint die Frage wesentlich, ob diese Verschiedenheit nach dem Eintritt des Strahles in das Feld infolge von Zusammenstößen jeweils von Intensitätsgleichheit beim Eintritt beginnend aufgebaut wird, wie dies zu erwarten wäre, wenn der Strahl aus einem feldfreien Gebiet in das elektrische Feld eintritt, oder ob die Intensitätsdissymmetrie etwa schon beim Eintritt des Kanalstrahls in das Feld vorhanden ist. In diesem Zusammenhang war es von Interesse, die Intensität der Komponenten in noch größerer Nähe der Eintrittsstelle zu bestimmen und das Intensitätsverhältnis auch entlang der Linie, d.h. in Bewegungsrichtung des Kanalstrahls zu ermitteln. Aus diesem Grunde wurden die folgenden Untersuchungen gegenüber o.a. Arbeit mit einem Spektrographen noch größerer Dispersion durchgeführt und die Laufwege im elektrischen Feld vergrößert.

Wegen der für den Effekt verantwortlichen Stoßprozesse kann man weiterhin eine Abhängigkeit vom Gasdruck im Beobachtungsraum erwarten. Es war daher von Interesse, auch

Untersuchungen in dieser Richtung durchzuführen. Von statistischen Erwägungen ausgehend gelang es, die Zeit- und Druckabhängigkeit auch rechnerisch zu verfolgen, wobei sich eine bis in Einzelheiten gute Übereinstimmung mit dem Experiment zeigte.

II. Ältere Arbeiten.

Die erste Beobachtung des Effektes geht auf Stark und Kirchbaum¹⁾ zurück, die ihn zwar an bewegtem aber nicht an ruhendem Wasserstoffleuchten feststellen konnten. Unabhängig von ihnen hat auch Wilsar²⁾ die Dissymmetrie an bewegter Wasserstoffintensität mitgeteilt. R. Wierl hat 13 Jahre später³⁾ durch Beschuß von Wasserstoff mit Stickstoff-Kanalstrahlen auch bei dem hierbei auftretenden ruhenden Leuchten eine Dissymmetrie gefunden, die jedoch das entgegengesetzte Vorzeichen derjenigen bei bewegter Intensität besitzt. Im Abkingleuchten ist nach Wierl keine wesentliche Intensitätsdissymmetrie bei der von ihm benutzten Versuchsanordnung mehr vorhanden. Allgemein ist jedoch, wie später noch ausgeführt werden wird, eine Intensitätsdissymmetrie auch im Hochvakuum zu erwarten je nach dem unmittelbar vor dem Eintritt ins Hochvakuum vorliegenden Intensitätsverhältnis. In der Wierl'schen Anordnung durchlief der Wasserstoffkanalstrahl zunächst ein Feldgebiet von 2 mm Länge in Stickstoffgas von einigen 10^{-2} Torr, trat dann ins Hochvakuum über, worauf er nach Durchgang durch ein der Beobachtung nicht zugängliches Zwischenfeld entgegengesetzter Orientierung von wenigen mm Länge in ein weiteres Feld der gleichen Richtung wie das erste Druckfeld eintrat. Es ist daher einleuchtend, daß unter diesen recht verwickelten Feldbedingungen das Wierl'sche Ergebnis nicht ohne weiteres verallgemeinert werden darf, nämlich derart, daß im Hochvakuum (Abkingleuchten) überhaupt keine Intensitätsdissymmetrie auftreten könnte, da auch die vorher durch-

¹⁾ Stark, J., Berliner Berichte 20 (1913) und Ann. Phys. 43 1006 (1914)

²⁾ Wilsar, H., Göttinger Nachrichten 1914

³⁾ Wierl, R., Ann. Phys. 82, 563 (1927).

laufenen Gebiete berücksichtigt werden müssen. Die folgende Tabelle 1, in der R und V die Intensitäten der nach Rot bzw. Violett verschobenen Komponenten bedeuten, möge die Ergebnisse für das Druckleuchten in übersichtlicher Weise zeigen.

	Gleichfeld	Gegenfeld
Bewegtes Leuchten	$R > V$	$V > R$
Ruhendes "	$V > R$	$R > V$

Tab. 1. Übersicht über die Intensitätsdissymmetrie bei bewegtem und ruhendem Leuchten im Gleich- u. Gegenfeld.

Was nun die Deutung anbelangt, so sah Bohr ¹⁾ bereits 1915 als Ursache einen Seitenunterschied an, der im Atom durch das elektrische Feld erzeugt wird. Seine Auffassung wurde einige Jahre später durch Sommerfeld, Rubinowicz und Pauli auf Grund der Epstein-Schwarzschild'schen Theorie ²⁾ mathematisch erläutert. Danach bewegt sich das Elektron im energetischen Anfangsniveau einer kurzwelligen Komponente vorwiegend auf der der Kathode des felderzeugenden Kondensators zugekehrten Seite. Dagegen hält sich das Elektron, wenn es sich im Anfangsniveau einer langwelligen Komponente befindet, mehr auf der anodischen Seite auf. Führt man den Begriff des elektrischen Ladungsschwerpunktes ein, so kann man auch sagen, daß der elektrische Schwerpunkt der Ausgangsbahn bei Emission einer kurzwelligen Komponente vom Kern aus gesehen in Feldrichtung liegt, während er bei Aussendung einer langwelligen gegen diese Richtung orientiert ist. Bemerkt sei, daß das Vorzeichen der Linienverschiebung lediglich durch das Anfangsniveau gegeben ist, da der vom Endniveau herrührende Verschiebungsanteil immer kleiner ist als der durch das Anfangsniveau bedingte.

¹⁾ Bohr, N., Phil. Mag. 30, 405 (1915)

²⁾ A. Sommerfeld, Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik 17, 426 (1920)

Der durch obige Darlegungen gekennzeichnete Seitenunterschied im Atom ist nun die Ursache einer Intensitätsdissymmetrie sobald eine bevorzugte Stoßrichtung vorhanden ist. Wie einleitend erwähnt wurde, kann man nach einem Vorschlag von L. Pauling diese Tatsache wie folgt deuten: Gelangen stoßende Partikel in die unmittelbare Nähe von Atomen, die sich in Starkeffekt-Zuständen befinden, so kommt es zu Stößen 2. Art. Die stoßenden Teilchen nehmen die Energie jener angeregten Zustände, deren Ladungsschwerpunkt sich auf der dem Stoß ausgesetzten Seite befindet, mit sich fort, ohne daß dabei Strahlung emittiert wird. Es tritt daher eine Verarmung an solchen Zuständen ein oder anders gesagt, die Zahl der Zustände auf der durch den Kern geschützten Seite ist größer und somit auch die Intensität der von dieser Seite ausgehenden Strahlung.

Nach diesen Ausführungen bestimmt also die gegenseitige Orientierung von Feld- und Stoßrichtung ob die kurz- oder langwellige Intensität überwiegt. Sind beide Richtungen parallel (antiparallel), so sind die kurzwelligen (langwelligen) Komponenten intensiver. Somit erklären sich leicht alle in Tab. 1 zusammengestellten Fälle. Für diese sind in der Abb. 1 die Ladungsorientierungen zusammengestellt.

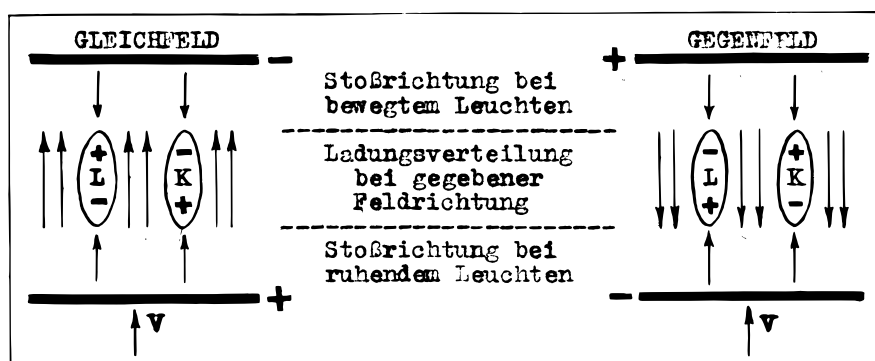


Abb. 1. Zur Erklärung der Intensitätsdissymmetrie.
 V Kanalstrahlrichtung,
 L Ausgangszustand für langwellige Komponenten,
 K Ausgangszustand für kurzwellige Komponenten.

Wie man sieht, ist in langwelligen (kurzwelligen) Ausgangszuständen der negative Ladungsschwerpunkt vom positiven Kern aus gesehen gegen (in) die Feldrichtung verschoben. Weiterhin erkennt man, daß z.B. im Falle eines Gegenfeldes bei ruhendem Leuchten die langwellige Intensität überwiegt, da die Ladungsschwerpunkte ihrer Ausgangszustände durch den positiven Kern geschützt sind. Bei den kurzwelligen Komponenten dagegen sind diese Schwerpunkte direkt den Stößen durch die Kanalstrahlpartikel ausgesetzt, so daß hierdurch eine Verarmung an solchen Zuständen eintreten wird. Ferner findet man bestätigt, daß bei antiparalleler Orientierung von Feld- u. Stoßrichtung die langwellige Intensität überwiegt.

Zum qualitativ gleichen Ergebnis wie die Bohr - Sommerfeld'sche Theorie führt die Anwendung der Wellenmechanik wie F.G. Slack ¹⁾ im Anschluß an die Wierl'sche Arbeit gezeigt hat. Ausgehend von der Wellengleichung für den Wasserstoff-Stärkeffekt

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{r} - eFz \right) \Psi = 0 \quad (1)$$

in der die Koordinate z in Feldrichtung zu zählen ist, ergibt sich der Mittelwert \bar{z} für den Ladungsschwerpunkt der gesamten Ladungswolke zu

$$\bar{z} = \frac{3}{2} \alpha_0 n (k_1 - k_2) \quad (2)$$

wobei α_0 den Radius der 1. Bohr'schen Wasserstoffbahn, n die Hauptquantenzahl, k_1 und k_2 die parabolischen Quantenzahlen bedeuten. Andererseits ergibt sich die Zusatzenergie aus dem Produkt von Elektronenladung, Feldstärke und \bar{z} . Also ist

$$\Delta E = h \Delta\nu = eF\bar{z} = \frac{3}{2} eF\alpha_0 n (k_1 - k_2) \quad (3)$$

Da e und F nur positive Größen sind, müssen die Vorzeichen von $\Delta\nu$ und \bar{z} übereinstimmen. Daraus ergibt sich wiederum, daß der Ladungsschwerpunkt kurzwelliger (langwelliger)

¹⁾ F.G. Slack, Ann. Phys., 82, 576 (1927).

auf der kathodischen (anodischen) Seite liegt. Man liest aus (3) ferner ab, daß $\Delta\nu$ positiv (negativ) für $k_1 > k_2$ ($k_1 < k_2$) ist. Da \bar{z} proportional $(k_1 - k_2)$ bzw. $\Delta\nu$ ist, muß bei den äußeren Komponenten einer Serienlinie die Dissymmetrie infolge der größeren Wahrscheinlichkeit von Stößen 2. Art zunehmen. Da \bar{z} aber auch proportional n ist, muß aus demselben Grunde eine Verstärkung der Dissymmetrie mit wachsender Hauptquantenzahl beobachtbar sein. Bei H_γ z.B. muß demnach die Dissymmetrie größer ausfallen als bei H_β , eine Folgerung, die in bester Übereinstimmung mit dem Experiment steht, wie die Photographie später zeigen werden.

Das Fehlen einer Dissymmetrie, wenn das elektrische Feld senkrecht zur Kanalstrahlgeschwindigkeit steht, wird ebenfalls aus Gleichung (3) erklärt. In diesem Falle ist, wie man leicht einsieht, die positive und negative Richtung der z -Achse symmetrisch durch Stöße beeinflusst. Wie R. Gebauer und H. Rausch von Trautenberg¹⁾ gezeigt haben, tritt allerdings bei sehr starken Feldern ($> 500 \text{ kV/cm}$) eine Dissymmetrie zu Gunsten der kurzwelligen Komponenten auf. Abb. 2 zeigt für diesen Fall die Ladungsorientierung in den Ausgangszuständen für lang- und kurzwellige Komponenten.

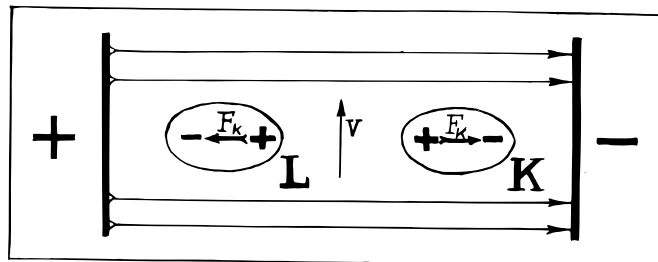


Abb. 2. Zum Aussterben der langwelligen Komponenten bei hohen Feldstärken im Querfeld.
L langwelliger Ausgangszustand,
K kurzwelliger Ausgangszustand,
V Kanalstrahlrichtung,
 F_k Kernfeld.

¹⁾ R. Gebauer u. R. v. Trautenberg, Die Naturwissensch. 18, 417 (1930)

Man erkennt, daß diese Dissymmetrie auf das starke Anwachsen der Ionisierungswahrscheinlichkeit durch das äußere Feld infolge Kompensation des Kernfeldes F_k auf der anodischen Seite und damit auf ein bevorzugtes "Aussterben" der langwelligen Komponenten zurückzuführen ist. Die kritische Feldstärke dieses Aussterbens nimmt ab mit wachsender Entfernung des Ladungsschwerpunktes vom Kern in Richtung auf die Anode zu. Dieser Effekt im Querfeld stellt offenbar ein Analogon zum Dissymmetrie-Effekt im Längsfeld dar. Während im ersten Fall die Ursache in der unsymmetrischen Ionisation durch das äußere Feld zu suchen ist, liegt diese bei Längsfeld in einer unsymmetrischen Verarmung durch Stöße 2. Art. Obwohl auch hierbei Ionisationsprozesse durch die Felder der stoßenden Teilchen eine Rolle spielen mögen, so sind diese jedoch wegen ihrer größeren Energie, die sie erfordern, bedeutend unwahrscheinlicher als die erstgenannten Prozesse.

III. Theoretischer Teil.

Wie in der Einleitung erwähnt, konnte R. Gebauer zeigen, daß sich die dem Felde entsprechende Aufspaltung und Polarisation innerhalb kürzester Zeit (mindestens nach einer Starkeffekt-Periode) einstellt. Der Ladungsschwerpunkt folgt also praktisch trägheitslos einer Änderung des Feldstärkevektors nach Betrag und Richtung. Dieser Umstand in Verbindung mit der oben erläuterten statistischen Natur der Intensitätsdissymmetrie bedingt, daß bei bewegtem Leuchten ein gegebenes Intensitätsverhältnis, wie durch die erwähnte Arbeit von Gebauer bekannt wurde, einer Änderung der Feldbedingungen nicht momentan folgt, sondern Zeit zu seiner Ausbildung benötigt.

Es soll nunmehr eine mathematische Beschreibung dieser im bewegten Leuchten beobachtbaren Zeitabhängigkeit versucht werden. Wie später gezeigt werden wird, stehen die

experimentellen Befunde hiermit auch in Einzelheiten
mindestens qualitativ in bester Übereinstimmung.

1) Aufstellung der Differentialgleichungen.

Wir wollen annehmen, daß sich an Orte x insgesamt V Atome in Ausgangszuständen für kurzwellige Komponenten, R Atome in solchen für langwellige und G Atome im Endzustand befinden. Eine nähere Erläuterung hierzu und dem nun Folgenden gibt Abb. 3 am Beispiel von H_2 .

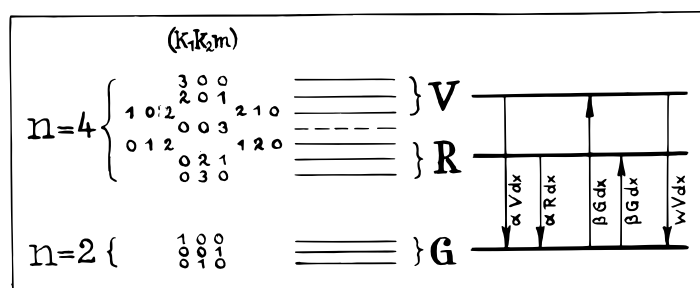


Abb. 3. Änderung der Besetzungszahlen V, R und G für die Starkeffekt-niveaux der Balmerlinie H_β bei Gleichfeld.

Weiterhin wollen wir annehmen, daß pro cm^3 , auf eine vom Kanalstrahl zurückgelegte Strecke von 1 cm bezogen, der Bruchteil α sowohl der V wie auch der R Atome infolge Emission in den Grundzustand übergehen. Entsprechend sollen andererseits durch Anregungsprozesse der Bruchteil β der im Grundzustand befindlichen Atome G in den Anregungszustand für kurz- und langwellige Komponenten gelangen. Durch Stöße 2. Art wird schließlich pro cm Weglänge in der Volumeneinheit der Bruchteil w der V Atome (R Atome) strahlungsfrei in den Grundzustand überführt wenn es sich um ein Gleichfeld (Gegenfeld) handelt. Die Gesamtzahl

$$N = V + R + G$$

der an diesen Prozessen beteiligten Atome wollen wir
als konstant betrachten.

Die Änderungen von V und R betragen daher, wenn wir um die Strecke dx weitergehen
bei Gegenfeld:

$$dV = -\alpha V dx + \beta (N - V - R) dx \quad (1)$$

$$dR = -\alpha R dx + \beta (N - V - R) dx - \omega R dx \quad (2)$$

und bei Gleichfeld:

$$dV = -\alpha V dx + \beta (N - V - R) dx - \omega V dx \quad (3)$$

$$dR = -\alpha R dx + \beta (N - V - R) dx \quad (4)$$

Wie man sieht, gehen die Gleichungen des Gleichfeldes in die des Gegenfeldes über, wenn man $V = R$ und $R = V$ setzt. Es genügt daher, nur den Fall des Gleichfeldes zu behandeln. Aus dem Resultat erhält man dann durch Vertauschen von R und V den Fall des Gegenfeldes.

Nach Division der Gleichungen (3) und (4) durch dx ergeben sich die beiden gekoppelten Differentialgleichungen für V und R :

$$\frac{dV}{dx} + (\tau + \omega) V + \beta R = \beta N \quad (5)$$

$$\text{mit } \tau = \alpha + \beta$$

$$\frac{dR}{dx} + \tau R + \beta V = \beta N \quad (6)$$

Sie sind linear und inhomogen. Ihre allgemeine Lösung setzt sich zusammen aus der allgemeinen Lösung des homogenen Systems und einer Sonderlösung des inhomogenen.

2) Entkopplung und allgemeine Lösung des homogenen Systems.

Einführung des Differentialoperators D liefert:

$$(D + \tau + \omega) V + \beta R = 0 \quad (7)$$

$$(D + \tau) R + \beta V = 0 \quad (8)$$

Dies sind 2 Gleichungen für R und V. Durch Eliminieren je einer dieser Größen erhält man:

$$(D+\tau)(D+\tau+\omega)R - \beta^2 R = 0 \quad (9)$$

$$(D+\tau)(D+\tau+\omega)V - \beta^2 V = 0 \quad (10)$$

d.h. 2 gewöhnliche Differentialgleichungen 2. Ordnung für R und V. Ausmultiplizieren ergibt:

$$[D^2 + (2\tau+\omega)D + (\tau^2 + \tau\omega - \beta^2)] R = 0 \quad (11)$$

$$[D^2 + (2\tau+\omega)D + (\tau^2 + \tau\omega - \beta^2)] V = 0 \quad (12)$$

Die Wurzeln λ der in der eckigen Klammer stehenden charakteristischen Gleichung in D lauten:

$$\lambda_{1,2} = -\left(\tau + \frac{\omega}{2}\right) \pm \sqrt{\beta^2 + \left(\frac{\omega}{2}\right)^2} \quad (13)$$

Die allgemeine Lösung des homogenen Systems sieht also vorläufig wie folgt aus:

$$R = A_1 e^{\lambda_1 x} + A_2 e^{\lambda_2 x} \quad (14)$$

$$V = B_1 e^{\lambda_1 x} + B_2 e^{\lambda_2 x} \quad (15)$$

Die Konstanten $A_{1,2}$ und $B_{1,2}$ sind aber wegen der Kopplung nicht unabhängig von einander. Durch Einsetzen von (14) und (15) in die gewöhnliche Form von (7) und (8) erhält man durch Nullsetzen von A_2 und B_2 :

$$V' + (\tau+\omega)V + \beta R = B_1 \lambda_1 + (\tau+\omega)B_1 + \beta A_1 = 0$$

$$R' + \tau R + \beta V = A_1 \lambda_1 + \tau A_1 + \beta B_1 = 0$$

oder

$$\beta A_1 + (\lambda_1 + \tau + \omega) B_1 = 0 \quad (16)$$

$$(\lambda_1 + \tau) A_1 + \beta B_1 = 0 \quad (17)$$

Damit hat man 2 homogene Gleichungen für A_1 und B_1 . Sie fordern für das Bestehen anderer Lösungen als die der trivialen $A_1 = B_1 = 0$ das Verschwinden der Gleichungs-

determinante. Wie man sieht, läuft diese Bedingung aber auf die charakteristische Gleichung hinaus und ist, da λ_1 eine Wurzel ist, erfüllt. A_1 und B_1 verhalten sich nun wie die Unterdeterminanten einer Zeile, also:

$$A_1 : B_1 = \beta : [-(\lambda_1 + \tau)]$$

In der gleichen Weise erhält man durch Nullsetzen von A_1 und B_1 :

$$A_2 : B_2 = \beta : [-(\lambda_2 + \tau)]$$

Es ist demnach

$$B_1 = -\frac{\beta}{\lambda_1 + \tau} A_1 \quad (18)$$

$$B_2 = -\frac{\beta}{\lambda_2 + \tau} A_2 \quad (19)$$

Aus (14), (15), (18) und (19) folgt nunmehr endgültig die allgemeine Lösung des homogenen Systems:

$$R = A_1 e^{\lambda_1 x} + A_2 e^{\lambda_2 x} \quad (20)$$

$$V = -\frac{\beta A_1}{\lambda_1 + \tau} e^{\lambda_1 x} - \frac{\beta A_2}{\lambda_2 + \tau} e^{\lambda_2 x} \quad (21)$$

3) Das Aufsuchen von Sonderlösungen R_1 und V_1 .

Da die rechten Seiten von (5) und (6) Konstanten sind, setzen wir die Sonderlösungen ebenfalls als konstant an:

$$R_1 = a \quad V_1 = b \quad (22a,b)$$

Einsetzen in (5) und (6) ergibt :

$$\beta a + (\tau + \omega) b = \beta N$$

$$\tau a + \beta b = \beta N$$

also 2 Gleichungen für die beiden Unbekannten a und b.
Ihre Lösungen lauten :

$$a = R_1 = \frac{\beta^2 - \beta\tau - \beta w}{\beta^2 - \tau^2 - \tau w} N \quad (23)$$

$$b = V_1 = \frac{\beta^2 - \beta\tau}{\beta^2 - \tau^2 - \tau w} N \quad (24)$$

4) Die allgemeine Lösung des inhomogenen Systems.

Die allgemeine Lösung des homogenen Systems plus obiger Sonderlösung des inhomogenen Systems ergibt schließlich mit (20), (21) und (23), (24) die

allgemeine Lösung des inhomogenen Systems:

$$R = A_1 e^{\lambda_1 x} + A_2 e^{\lambda_2 x} + \underbrace{\frac{\beta^2 - \beta\tau - \beta w}{\beta^2 - \tau^2 - \tau w} N}_{R_\infty} \quad (25)$$

$$V = -\frac{\beta A_1}{\lambda_1 + \tau} e^{\lambda_1 x} - \frac{\beta A_2}{\lambda_2 + \tau} e^{\lambda_2 x} + \underbrace{\frac{\beta^2 - \beta\tau}{\beta^2 - \tau^2 - \tau w} N}_{V_\infty} \quad (26)$$

5) Einarbeitung der Anfangsbedingungen.

Zur Bestimmung der Konstanten A_1 und A_2 stehen uns die beiden Anfangsbedingungen

$$R(0) = R_0 \quad (27)$$

$$V(0) = V_0 \quad (28)$$

zur Verfügung, d.h. wir geben an der Stelle $x = 0$ die Zahl der Atome in Ausgangszuständen lang- bzw. kurzweiliger Komponenten vor. Durch Einsetzen von (27) und (28) in (25) bzw. (26) erhält man die beiden folgenden Gleichungen für A_1 und A_2 :

$$A_1 + A_2 = R_0 - R_\infty \quad (29)$$

$$\frac{\beta}{\lambda_1 + \tau} A_1 + \frac{\beta}{\lambda_2 + \tau} A_2 = V_\infty - V_0 \quad (30)$$

Ihre Lösungen lauten :

$$A_1 = \frac{\lambda_1 + \tau}{\beta} K_2 \quad / \quad A_2 = \frac{-\lambda_2 - \tau}{\beta} K_1 \quad (31) / (32)$$

$$\text{mit} \quad K_{1,2} = \frac{\beta(R_0 - R_\infty) + (\lambda_{1,2} + \tau)(V_0 - V_\infty)}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (33)$$

Damit ist die Integration von (5) und (6) beendet.

6) Endgültiges Ergebnis für Gleichfeld.

Durch Einsetzen von (31) und (32) in (25) und (26) erhält man schließlich:

$$\left\| \begin{aligned} R &= \frac{\lambda_1 + \tau}{\beta} K_2 e^{\lambda_1 x} - \frac{\lambda_2 + \tau}{\beta} K_1 e^{\lambda_2 x} + R_\infty \end{aligned} \right. \quad (34)$$

$$\left\| \begin{aligned} V &= -K_2 e^{\lambda_1 x} + K_1 e^{\lambda_2 x} + V_\infty \end{aligned} \right. \quad (35)$$

$$\text{mit} \quad R_\infty = \frac{\tau + \omega - \beta}{\tau^2 + \tau\omega - \beta^2} \beta N$$

$$V_\infty = \frac{\tau - \beta}{\tau^2 + \tau\omega - \beta^2} \beta N$$

$$\lambda_{1,2} = -\left(\tau + \frac{\omega}{2}\right) \pm \sqrt{\beta^2 + \left(\frac{\omega}{2}\right)^2}$$

$$K_{1,2} = \frac{\beta(R_0 - R_\infty) + (\lambda_{1,2} + \tau)(V_0 - V_\infty)}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

Für Gegenfeld hat man lediglich überall R und V zu vertauschen, wie oben bereits erwähnt wurde.

7) Diskussion des Ergebnisses.

Die Gleichungen (34) und (35) zeigen, daß R und V nach einem exponentiellen Sättigungsgesetz einem Grenzwert R_∞ bzw. V_∞ zustreben, da sowohl λ_2 , wie sofort ersichtlich, als auch λ_1 immer negativ sind. Der Beweis für letztere Behauptung ist der folgende: Es ist

$$\tau = \alpha + \beta > \beta$$

$$\text{also ist } \underline{\tau + \frac{w}{2} > \beta + \frac{w}{2} = \sqrt{(\beta + \frac{w}{2})^2} = \sqrt{(\beta^2 + (\frac{w}{2})^2 + \beta w)} > \sqrt{\beta^2 + (\frac{w}{2})^2}}$$

$$\text{und damit wird } \lambda_1 = -(\tau + \frac{w}{2}) + \sqrt{\beta^2 + (\frac{w}{2})^2} < 0$$

wzwbw.

Für den Grenzwert des Intensitätsverhältnisses $(R/V)_\infty$ liefern die abgeleiteten Funktionen

$$\left(\frac{R}{V}\right)_\infty = \begin{cases} 1 + \frac{w}{\alpha} \geq 1 & \text{für Gleichfeld} \\ \frac{1}{1 + \frac{w}{\alpha}} \leq 1 & \text{für Gegenfeld} \end{cases} \quad (36)$$

d.h. ein Überwiegen der langwelligen (kurzwelligen) Intensität für Gleichfeld (Gegenfeld).

Auch die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses vom Druck ist in diesen Funktionen enthalten, da β und w bei Druckverminderung abnehmen und schließlich zu null werden. Für die Diskussion dieser Druckabhängigkeit ist der besseren Übersicht wegen jede der sich ergebenden Sättigungskurven nach Abb. 4 durch 2 geradlinige Stücke angenähert, nämlich einen mittleren geradlinigen Anstieg bis zum Grenzwert und anschließenden konstanten Verlauf.

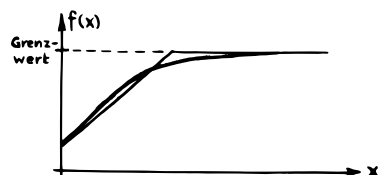


Abb. 4. Zur Schematisierung von Sättigungskurven.

Die folgenden beiden Abb. 5 und 6 zeigen nunmehr die Abhängigkeit des Verhältnisses R/V vom zurückgelegten Weg im Gleich- bzw. Gegenfeld bei verschiedenen Drucken. Dabei wurde angenommen, daß durch irgendwelche Umstände an einer Stelle $x = 0$ eine Dissymmetrie zu gunsten der langwelligen Komponenten vorliegt ($R_0/V_0 > 1$). Die Kurven zeigen, wie sich dieses Verhältnis auf dem weiteren Weg des Kanalstrahls bei verschiedenen Gasdrucken ändert. Die eingetragenen Parameterzahlen weisen auf steigenden Druck hin, wobei die Null absolutes Vakuum bedeutet.

Wie man sieht, nimmt das Intensitätsverhältnis je nach dem Druck zu oder ab, worauf später noch eingegangen wird, strebt aber jeweils einem Grenzwert zu. Dieser Grenzwert $(R/V)_\infty$ nimmt gemäß Gleichung (36) bei Druckverminderung ab und wird schließlich zu 1. Dabei wandern die Knickstellen längs der gestrichelten Kurve nach immer größer werdenden x -Werten, mit anderen Worten, die Zeit für die Ausbildung des Grenzwertes nimmt bei Druckverminderung zu. Im Falle absoluten Vakuums wird der Grenzwert, der gem. (36) zu 1 wird, erst im Unendlichen erreicht, wobei im Endlichen das anfangs vorhandene Intensitätsverhältnis R_0/V_0 erhalten bleibt, ein Ergebnis, das aus der Spezialisierung von (34) und (35) für $\beta = w = 0$ folgt. Dabei erhält man nämlich:

$$R = R_0 e^{-\alpha x}$$

$$\text{und} \quad V = V_0 e^{-\alpha x}$$

$$\text{also} \quad \frac{R}{V} = \frac{R_0}{V_0} = \text{const}$$

für das Fehlen jeglicher Anregungs- und Stoßprozesse 2. Art. Man erkennt weiterhin, daß es im Falle des Gleichfeldes (Abb. 5) einen bestimmten Druck 6 gibt, bei dem ebenfalls R_0/V_0 konstant bleibt. Diese Tatsache erklärt sich einfach daraus, daß R_0/V_0 bereits der Grenzwert für diesen Druck ist. Im Druckbereich 8 bis 6 nimmt das Intensitätsverhältnis zu, im Bereich 6 bis 0 dage-

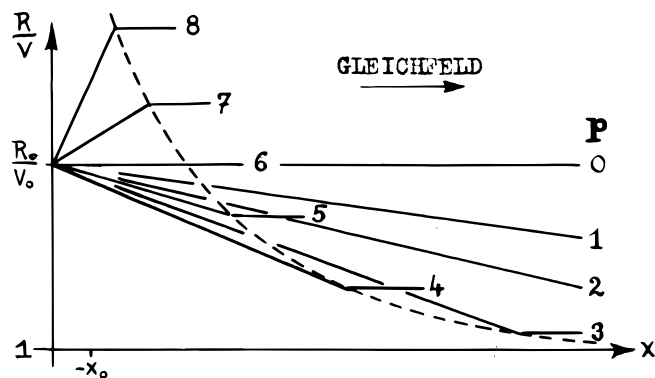


Abb. 5. Abhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie vom zurückgelegten Weg im G l e i c h f e l d bei verschiedenen Drucken.

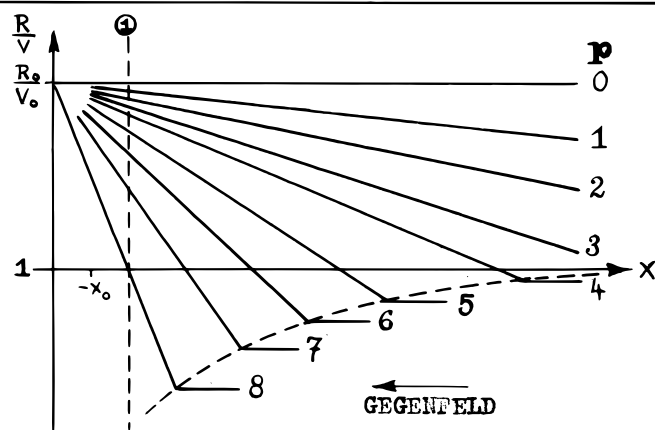


Abb. 6. Abhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie vom zurückgelegten Weg im G e g e n f e l d bei verschiedenen Drucken.

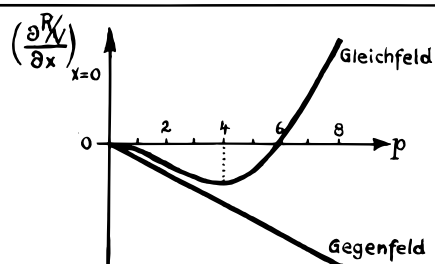


Abb. 7. Zur Erläuterung der Abb. 5 und 6. Änderung des Intensitätsverhältnisses pro Wegeinheit an der Stelle $x = 0$ als Funktion des Druckes bei Gleich- und Gegenfeld.

gen ab, wie durch Abb. 7 verdeutlicht wird. Aus ihr ersieht man ferner, daß diese Abnahme, auf die Einheit des zurückgelegten Weges bezogen, bei Druckverminderung zunächst stärker wird, aber ein Maximum beim Druck 4 erreicht, um dann schließlich bei noch kleineren Drucken wieder geringer zu werden. Im Falle des Gegenfeldes (Abb. 6) ist dagegen bei Druckverminderung lediglich eine monoton geringer werdende Abnahme pro cm von R/V zu erkennen (vergl. auch Abb. 7).

Die Bedeutung der markierten Stelle $-x_0$ und der gestrichelten Senkrechten in den Abb. 5 und 6 interessiert erst später und wird bei der Diskussion der Versuchsergebnisse erläutert werden.

IV. Experimenteller Teil.

1) Die Versuchsanordnung.

Die technische Ausführung der Feldanordnung zeigen die Abb. 8 und 9. Sie besteht aus 3 in variablem Abstand übereinander liegenden Aluminiumelektroden, von denen sich die äußeren auf Erdpotential befanden. Die mittlere war zwischen 6 Glaskugeln isoliert gelagert und erhielt die Feldspannung über eine Kontaktfeder zugeführt. Auf diese Weise entstanden 2 Feldgebiete entgegengesetzter Richtung, die vom Kanalstrahl nacheinander durchlaufen wurden. Die Feldelektroden waren in Visionsrichtung einige Zehntel Millimeter aufgeschlitzt, so daß der Kanalstrahl auf seinem gesamten Wege beobachtet werden konnte. Dieser

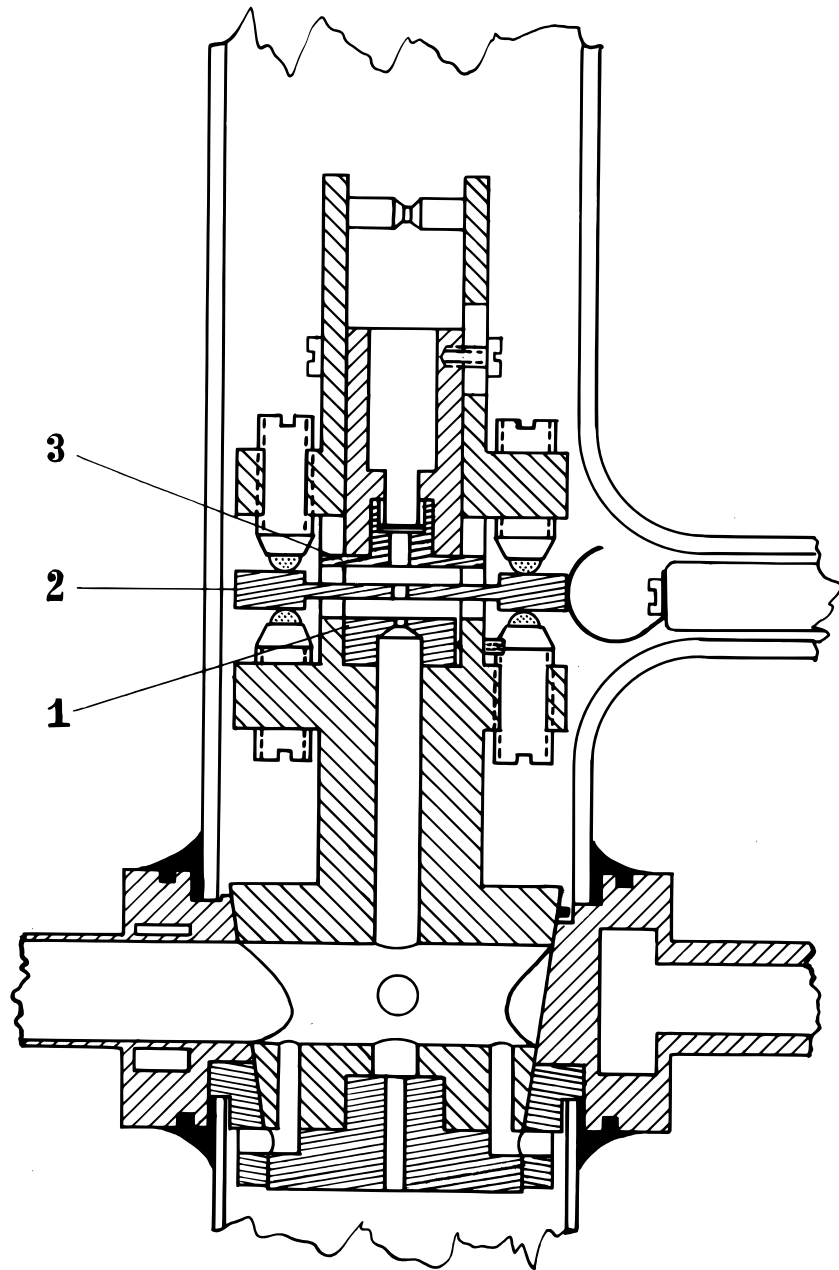


Abb. 8. Feldkondensator mit Kathode.
1,2,3 Feldelektroden

trat durch einen verstellbaren Spalt in den Beobachtungsraum ein. Die Spaltbreite wurde durch Zwischenlegen von dünnen Aluminiumblättchen fixiert. In dem Metallkörper oberhalb der Feldgebiete war in der Achse einer Bohrung ein dünner Draht senkrecht zur Visionsrichtung gespannt, durch den die Abbildung des Strahls auf den Spalt des Spektrographen erleichtert wurde.

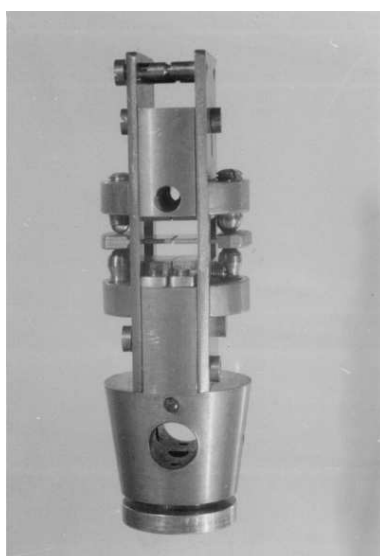
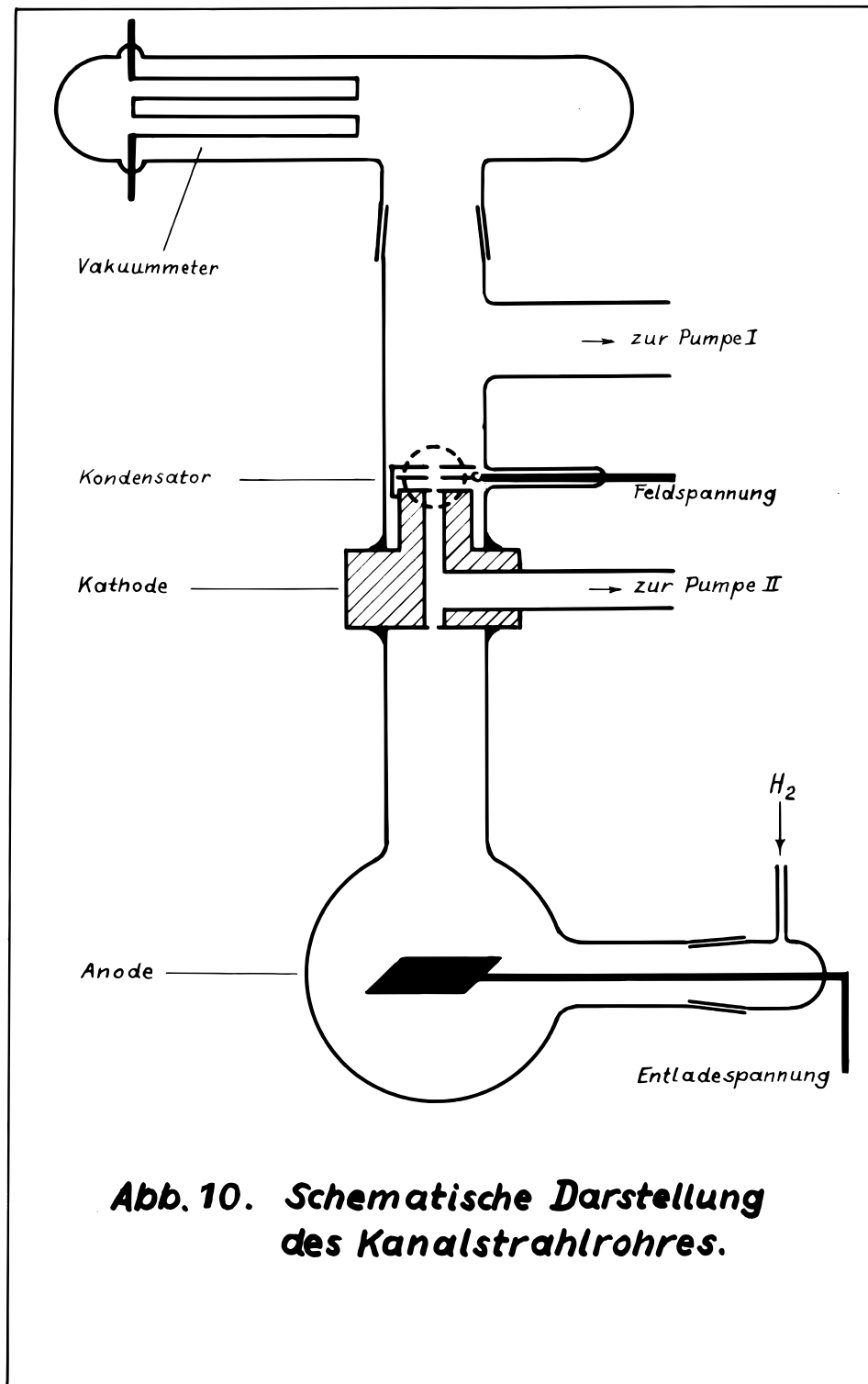


Abb. 9. Feldkondensator mit Kathode.

Der Feldkondensator war auf einen Komus aufgebaut, der in den wassergekühlten Kathodenkörper eingelassen war. Wie Abb. 8 zeigt, reichte der Komus durch die ganze Kathode hindurch und bildete somit die kathodische Begrenzung des Entladungsraumes. Dies hatte den Vorteil, daß mit dem Feldkondensator gleichzeitig auch der wesentliche Teil der Kathode herausnehmbar war und schädliche Veränderungen auf ihr leicht behoben werden konnten, während bisher stets das Entladungsrohr auseinander genommen werden mußte.

Eine schematische Darstellung des Kanalstrahlrohrs wird in Abb. 10 gezeigt. Der Entladungsraum war vom Be-



beobachtungsraum durch den wassergekühlten Kathodenkörper getrennt. Die angesetzten Wasserrohre dienten gleichzeitig zur Halterung. Wie Abb. 8 besser erkennen läßt, waren beide Räume durch einen 4 mm weiten Kanal verbunden, der oben durch den erwähnten veränderlichen Eintrittsspalt und unten durch die Kathode mit einer Bohrung von 1,8 mm Durchmesser abgeschlossen wurde. In diesen Kanal mündete durch den Komus hindurch die Pumpleitung einer Quecksilber-Diffusionspumpe. Zur Vergrößerung des Pumpquerschnittes nach dem Entladungsraum zu, liefen vier 2 mm weite Kanäle parallel zum Hauptkanal in den ringförmigen Spalt zwischen Kathode und Glaswandung. Bemerkt sei, daß die kathodische Begrenzung des Entladungsraumes durch eine in den Kondensatorkomus eingeschraubte Aluminiumplatte gebildet wurde (Abb. 8).

Als Entladungsgefäß diente ein Rundkolben aus Jenaer Glas, in welchen durch einen seitlichen Schliff (s. Abb. 10) die Anode, ein Wolframblech, eingeführt war. Unter diesen Umständen kam die Anode auf eine hohe Temperatur und war dadurch imstande, die Verlustleistung durch Strahlung abzuführen (Strahlungskühlung). In den Ansatz des Rundkolbens mündete auch die Nachströmkapillare für den Wasserstoff. Die nicht unbeträchtliche Röntgenstrahlung wurde durch einen Bleipanzter abgeschirmt.

Der Beobachtungsraum war durch eine ca. 25 mm weite Leitung auf kürzestem Wege an eine 3-stufige Quecksilberdiffusionspumpe angeschlossen, wodurch eine Stufung des Vakuums erreicht werden konnte.

Zur Druckmessung befand sich am oberen Ende ein durch Schliff befestigtes, im Institut gebautes Pirani-Vakuummeter. Das Grundprinzip dieses Gerätes ist bekanntlich die druckabhängige Wärmeleitung. Es bestand in der Hauptsache aus einem dünnen, etwa 1,20 m langen Nickelbändchen, das auf Zick-Zack-Wegen in einem weiten Glasrohr ausgespannt war. Die beiden Enden führten über Glaseinschmelzungen nach außen. Dieses Bändchen lag in einer sehr empfindlichen Wheatstone'schen Brücke (siehe Abb. 11). Sein elektrischer

24

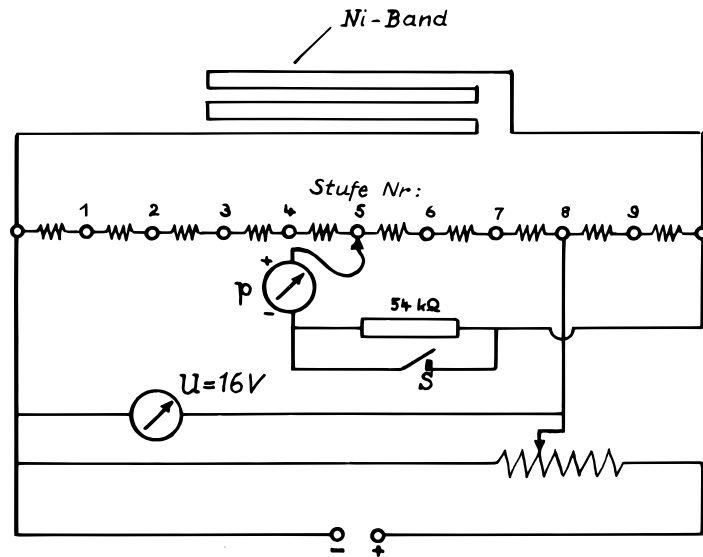


Abb.11. Schaltschema des Vakuummeters.

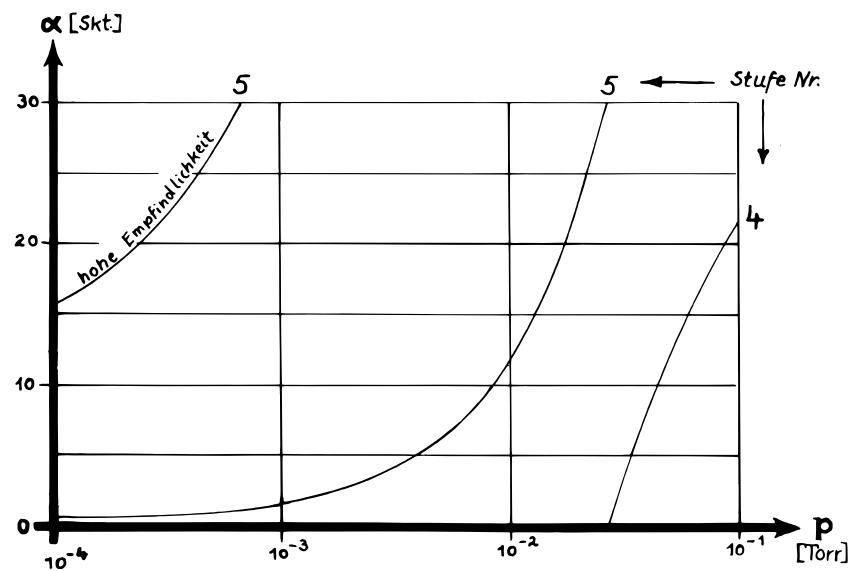


Abb.12 Eichkurve des Vak.-Meters für H_2 .

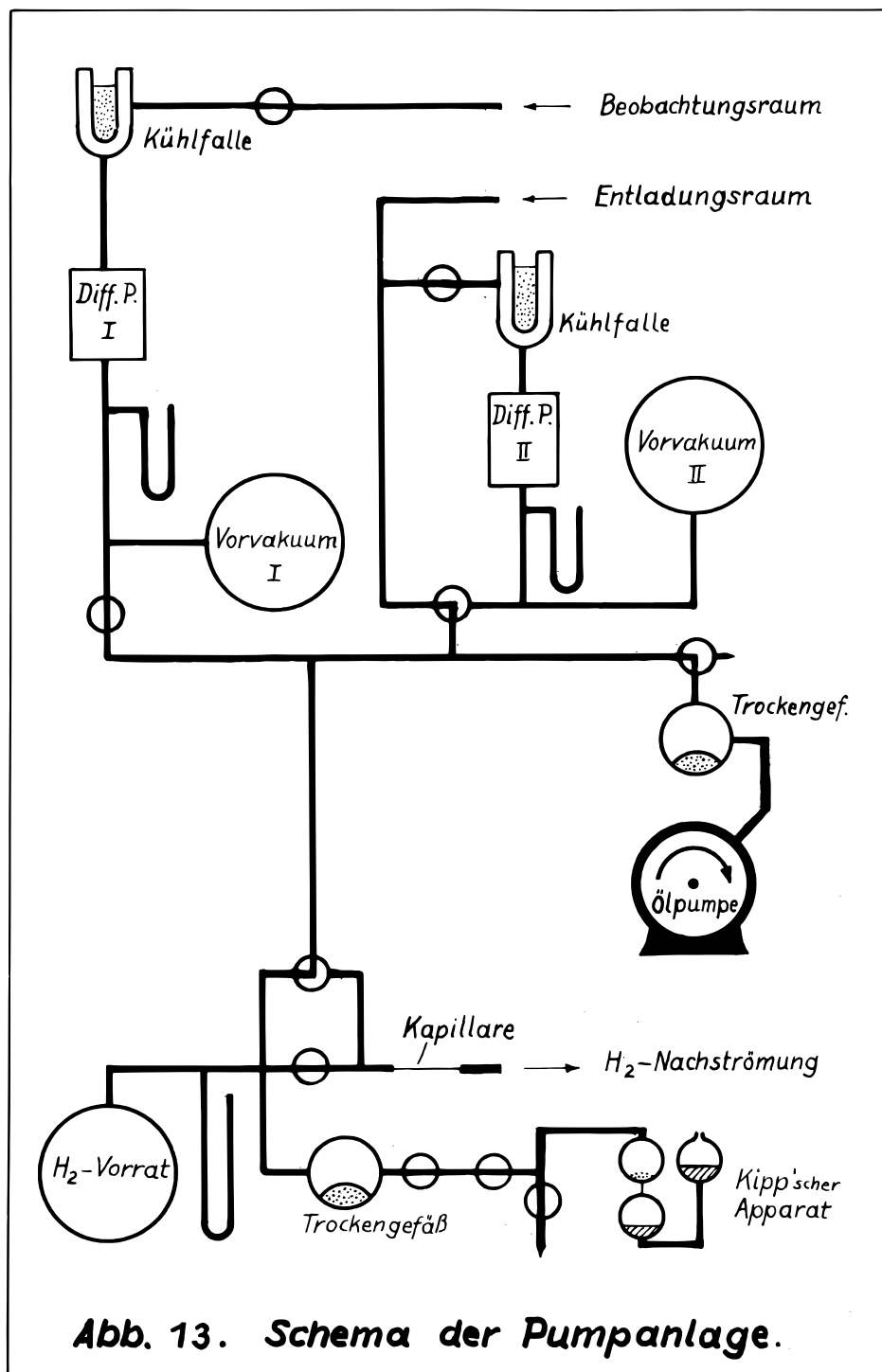
Widerstand konnte an der Verstimmung des Nullinstrumentes abgelesen werden. Bei sehr kleinen Ausschlägen konnte die Empfindlichkeit durch Kurzschließen des Vorwiderstandes etwa auf das 30 fache gesteigert werden. Die Eichung wurde mit Wasserstoff und Stickstoff durch Vergleich mit einem McLeod'schen Vakuummeter ausgeführt. Abb. 12 möge ein grobes Bild der Eichkurve geben. Sie zeigt den Gasdruck als Funktion des Ausschlages. Die untere Meßgrenze liegt infolge der Schwierigkeit der genauen Konstanthaltung und Reproduzierbarkeit der Brückenspannung bei etwa 10^{-4} Torr. Die Raumtemperatur betrug bei der Eichung mit H_2 $19^\circ C$. Kleine Änderungen sind für die Messung ohne Belang. Zwei Kontrollmessungen in H_2 hatten folgendes Ergebnis:

Pirani - Vakuummeter		McLeod'sches Vak.-Meter
$5,9 \cdot 10^{-3}$ Torr	—————→	$5,8 \cdot 10^{-3}$ Torr
$3,5 \cdot 10^{-4}$ "	—————→	$2,0 \cdot 10^{-4}$ "

Die Reproduzierbarkeit war also recht befriedigend, wenn auch die Genauigkeit in der Nähe der Meßgrenze sehr rasch gering wurde. Erwähnt sei, daß die Einstellungsgeschwindigkeit dieses Gerätes sehr kurz ist und nur in der Größenordnung von Sekunden liegt.

Wie Abb. 13 schematisch zeigt, bestand die vakuumtechnische Ausrüstung der Apparatur aus einer rotierenden Ölpumpe mit Trockenvorgelege und den beiden erwähnten Quecksilberdiffusionspumpen mit getrennten Vorvakua aus Stahlflaschen. Quecksilberdampf wurde durch Ausfrieren mit flüssiger Luft von dem Kanalstrahlrohr ferngehalten. Der Wasserstoff wurde in einem Kipp'schen Apparat erzeugt, in einem Trockengefäß mit P_2O_5 getrocknet und über eine sehr feine Kapillare dem Entladungsraum zugeführt. Der Nachströmdruck betrug rund 500 Torr. Die Einstellung der benötigten Drucke im Kanalstrahlrohr erfolgte durch Drosselung der Sauggeschwindigkeit. Hierbei erleichterte eine Spiegelablesung die Einregulierung der Höhe sehr.

Die Feldspannung wurde von einer kleinen Hochspannungsanlage in Greinacher-Schaltung geliefert. Die Ladekonden-



satoren hatten eine Kapazität von $2 \times 1,33 \mu\text{F}$, wodurch eine vorzügliche Glättung gewährleistet war. Die Spannungszuführung an die Mittelelektrode des Feldkondensators erfolgte über einen Wasserwiderstand. Zur Spannungskontrolle diente ein Braun'sches Elektrometer. Als Spannungsquelle für das Entladungsrohr wurde eine größere Anlage in der gleichen Schaltung benutzt. Die Kapazität ihrer Ladekondensatoren betrug $2 \times 0,25 \mu\text{F}$. Zur Stabilisierung der Entladung diente ein Silitwiderstand von ca. $100 \text{ k}\Omega$. Die Überwachung der Entladespannung erfolgte mit einem im hiesigen Institut gebauten elektrostatischen Voltmeter nach dem Prinzip der Spannungswage. Während die maximalen Stromschwankungen etwa 7 % betrugen, konnte die Entladespannung auf rund 3 % konstant gehalten werden.

Die Lichtemission aus den beiden Feldgebieten des Doppelkondensators wurde mit einem Zeiss - Tessar von 15 cm Brennweite und der Lichtstärke 1 : 4,5 im Verhältnis 1 : 0,85 auf den Spalt eines Steinheil'schen Spektrographen vom Typ GE (Nr. 5440) abgebildet. Vor dem Spalt befand sich ein Glan-Tompson'sches Prisma zur Trennung von σ - und π -Komponenten. Die optische Ausrüstung des Spektrographen bestand aus drei 60° -Glasprismen, einem Kollimator- und Kameraobjektiv von 650 mm bzw. 1600 mm Brennweite. Die Gesamtvergrößerung betrug somit 1:2,08. Die Dispersion lag bei $6,3 \text{ AE/mm}$ für H_β und $4,2 \text{ AE/mm}$ für H_γ . Die ersten Versuche bis zur Aufnahme Nr. 21 wurden mit unvergüteter Optik durchgeführt, während von Nr. 22 ab vergütete Prismen und Objektive verwendet wurden. Der Vergleich zwischen beiden Bestückungen des Spektrographen zeigte, dass die Vergütung einen deutlichen Intensitätsgewinn brachte. Dieser betrug

bei natürlichem Licht:	für H_β 33 % und für H_γ 13 %
bei senkrecht zum Spalt polarisiertem Licht:	
	für H_β 14 % und für H_γ 11 %.

Die Justierung erfolgte für das Minimum der Ablenkung

von H_{β} und H_{γ} . Als Lichtquelle diente ein unscharf auf den Spalt abgebildeter Eisenbogen. Um die gleichmäßige Ausleuchtung zu erhöhen, wurde zusätzlich etwa 11 cm vor dem Spalt eine Mattscheibe eingeschaltet. Die Justierdaten gehen aus der auf der nächsten Seite folgenden Tabelle 2 hervor. In der letzten Spalte ist eine weitere Justierung für den Fall angegeben, wo H_{β} und H_{γ} gleichzeitig auf der Platte erscheinen. Das Ablenkungsminimum liegt in diesem Falle bei einer mittleren Wellenlänge von 4600 Å.

Zur intensitätsmäßigen Auswertung der Platten wurde nach jeder Starkeffektaufnahme ein Stufenfilter auf die gleiche Platte photographiert. Dieses Filter konnte von der Seite her über ein 90° -Prisma in den Strahlengang eingeschaltet und durch den Kondensor des Spektrographen (mit Vorsatzlinse) scharf auf den Spalt abgebildet werden. Zur gleichmäßigen Ausleuchtung diente eine Reuter-Lampe mit Mattscheibe und Kondensor.

Die relativen Intensitäten I_1 des von den 5 Stufen des Filters durchgelassenen Lichtes wurden unter Festsetzung der Intensität $I_0 = 100$ für den nicht geschwärzten Glasträger so bestimmt, daß jene Belichtungszeiten t_1 für die einzelnen Stufen ermittelt wurden, die eine konstante Schwärzung ergaben. Es gilt dann nach Bunsen und Roscoe:

$$100 \quad t_0 = I_1 t_1 = I_2 t_2 = \dots$$

oder

$$I_1 = \frac{100 t_0}{t_1} \quad (i = 1, 2, 3, 4, 5)$$

Die praktische Durchführung erfolgte so, daß 4 Stufenfilteraufnahmen in der obigen Anordnung bei Belichtungszeiten von 2, 4, 8, 16 sec hergestellt und an der Stelle H_{β} ausphotometriert wurden. Die 6 Schwärzungskurven $\alpha = \alpha(t)$ für die 6 Stufen I_0 bis I_5 ergaben auf halblogarithmischem Papier (α linear, t logarithmisch) parallele in t -Richtung verschobene Kurven. Ihre Verschiebung gegen die Kurve für I_0 liefert $\log[t_1 / t_0]$, woraus t_0/t_1 zum Einsetzen

	unvergütete Optik		vergütete Optik		
	H _B	H _r	H _B	H _r	H _B +H _r
Kollimatorauszug	144,5	144,5	145,45	143,9	144,9
1. Prisma	3,95	5,6	5,25	6,85	5,95
2. Prisma	4,25	6,1	4,15	5,95	4,95
3. Prisma	4,15	6,1	4,45	6,2	5,25
Kamera-Arm	21°7'	17°33'	21°14'	17°36'	19°36'
Kamera-Auszug	38,0	38,3	47,0	35,0	39,0
Kassettenneigung	75°	78°	75°	75°	72°
Justieraufnahme Nr.:	5	4	23 b	22	26

Tab. 2. Justierdaten des Steinheil-Spektrographen G H 650 / 1600 Nr. 5440.

in die obige Formel folgt. Die Auswertung hatte für die Wellenlänge von H_{β} (4861 Å) folgendes Ergebnis:

Stufe	0	1	2	3	4	5
I_{4861}	100	66,5	39,2	26,7	16,0	8,4

Sowohl obige Photometrierungen sowie auch alle anderen in dieser Arbeit wurden mit Hilfe eines Registrier-Mikrophotometers (Carl Zeiss, Jena) ausgeführt. Der benutzte Photometerspalt war 0,7 mm lang und 0,013 mm breit, wodurch eine gute differentielle Abtastung des Aufspaltungsbildes gewährleistet war. Leider trat jedoch die Körnigkeit der photographischen Schicht als Schwankung sehr hervor. Nach Glättung dieser Schwankungen im Photogramm durch Flächenabgleich konnten die relativen Intensitäten der Aufspaltungskomponenten aus den Maximalausschlägen durch Vergleich mit den bekannten Intensitäten des Stufenfilters und graphische Interpolation ermittelt werden. Die an sich wegen der sehr verschiedenen Belichtungszeiten von Stufenfilter und Aufspaltungsbild notwendige Schwarzschild-Korrektur fällt bei der Bildung des Intensitätsverhältnisses, das allein interessiert, nahezu vollständig heraus, zumal die Intensitäten der Komponenten in derselben Größenordnung liegen. Auf diese Korrektur konnte daher verzichtet werden.

Als Aufnahmematerial für H_{β} und H_{γ} hat sich die Perutz'sche Persenso-Platte 18 / 10 °DIN bewährt, die in ihrer Empfindlichkeit die anderen benutzten Fabrikate mit gleicher Empfindlichkeitsangabe mindestens um den Faktor 3 übertraf. Für die Entwicklung kam eine im Verhältnis 1:4 verdünnte Lösung Hauff'schen Metol-Hydrochinon-Entwicklers zur Anwendung. Die Entwicklungsdauer betrug bei allen Aufnahmen bei 19 °C 9 Minuten. Dadurch war eine gute Ausentwicklung gesichert und ferner der bei Schwarzschild-Aufnahmen zu befürchtende Hofmann'sche Entwicklungseffekt ausgeschaltet.

2) Versuchsergebnisse und Diskussion.

Das Schwergewicht der Untersuchungen lag vor allem bei den σ - und π -Komponenten der bewegten Intensität von H_β . Aufnahmen von H_γ hatten lediglich kontrollierenden Charakter. Die Entladungsbedingungen wurden bei allen Aufnahmen sorgfältig konstant gehalten und betrugen 10 mA bei 23 kV. Die benutzte Feldstärke lag bei etwa 10 kV/cm, so daß die Komponenten $\pi 8$ und $\pi 10$ und die inneren Komponenten $\sigma 4$ und $\sigma 6$ von H_β nicht mehr aufgelöst wurden. Dasselbe gilt auch für die aus den Komponenten $\sigma 0$ und $\sigma 3$ sowie $\sigma 10$ und $\sigma 13$ bestehende σ -Intensität von H_γ . Ein Übergang zu höheren Feldstärken war wegen der notwendigen großen Abstände der Feldelektroden und der dadurch bedingten geringen Durchschlagsfestigkeit des Feldkondensators nicht gut möglich. Große Abstände der Feldelektroden waren aber deshalb erwünscht, um die Zeitabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie auch bis zur Einstellung eines Gleichgewichtszustandes verfolgen zu können.

Abb. 13 zeigt ein typisches Aufspaltungsbild der π -Komponenten von H_β , an dem die allmähliche zeitliche Ausbildung der Intensitätsdissymmetrie zu erkennen ist. Der Kanalstrahl tritt von unten kommend in ein Gleichfeld ein. Wie man sieht, beginnt die Aufspaltung aber nicht mit Intensitätsgleichheit, sondern es überwiegt bemerkenswerterweise von Anfang an die langwellige (linke) Komponente. Ferner erkennt man,

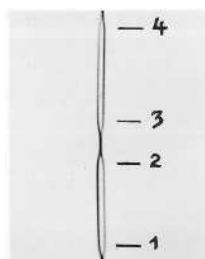


Abb. 13. Charakteristisches Aufspaltungsbild der Linie H_β (π -Intensität) im Gleich- und Gegenfeld.
1, 2, 3, 4 Photometrierstellen.

daß der Intensitätsunterschied auf dem Wege durch das Gleichfeld noch anwächst, also auch hier zu seiner Ausbildung Zeit erforderlich ist. Nun tritt der Kanalstrahl nach Passieren einer kurzen, feldfreien Zone, der Mittelelektrode, in ein Gegenfeld ein. Hier liegt aber zunächst immer noch die Intensitätsverteilung des Gleichfeldes mit intensiverer langwelliger Komponente vor! Erst mit der Zeit wird die übliche, einem Gegenfeld zukommende Intensitätsverteilung mit intensiverer kurzwelliger Komponente erreicht.

Die Spektralaufnahmen wurden jeweils an den Stellen 1, 2, 3 und 4 (siehe Abb. 13) in Dispersionsrichtung photometriert und zwar lag, wenn nicht ausdrücklich anders bemerkt, die Mitte des Photometerspaltes jeweils 1 mm nach dem Beginn bzw. vor dem Ende einer erkennbaren Aufspaltung. Diesem Abstand entspricht wegen der 2,08 fachen Vergrößerung des Spektrographen einer Entfernung von 0,48 mm bezogen auf den Ort des Kanalstrahls. Alle durch 3 weisse, senkrechte Linien in 4 Teile zerfallenden Photogramme (Abb. 14 bis 17) sind nach folgendem Schema zu lesen:

Photometrierstellen gem. Abb.13	4	3	2	1
Lage der kurzwelligen (V) und der				
langwelligen (R) Komponenten...	VR	VR	VR	VR

Auch bei allen übrigen Photogrammen ist dieselbe Lage der lang- und kurzwelligen Komponenten gewahrt. Die Bezeichnungen σ^+ , σ^- , π^+ und π^- kennzeichnen die Polarisation der Komponenten (σ bzw. π), wobei die π -Komponenten die äußeren sind und das nachgesetzte + oder - Zeichen die Polung der Mittelelektrode des Doppelkondensators bedeutet. Das Zeichen "+" bedeutet demnach, daß der Strahl zwischen den Stellen 1 und 2 ein Gegenfeld und hierauf zwischen den Stellen 3 und 4 ein Gleichfeld durchlief. Ganz entsprechend bedeutet das nachgesetzte - Zeichen, daß der Strahl zwischen den Stellen 1 und 2 ein Gleichfeld und sodann zwischen den Stellen 3 und 4 ein Gegenfeld durchlief.

Die starke Druckabhängigkeit des Effektes zeigt die Abb. 14 für die σ - und π -Intensität von H_{β} und zwar bei positiver und negativer Polung der Mittelelektrode. Diese hatte hierbei eine Dicke von 1 mm und besaß einen 0,35 mm breiten Schlitz.

Zunächst wollen wir die σ -Intensität betrachten. Bei Druckleuchten ($3 \cdot 10^{-2}$ Torr) ist, wie man deutlich erkennt, nach dem Eintritt in ein Gleichfeld (σ -, Stelle 1) die langwellige Komponente intensiver. Interessanterweise ist dies aber auch beim Eintritt in ein Gegenfeld der Fall (σ +, Stelle 1), wo ebenfalls die langwellige Komponente noch etwas stärker ausfällt. Die Gründe hierfür werden später noch ausführlich behandelt.

An der Stelle 2, dem Ende des 1. Feldes, hat sich dann die einem Gleich- bzw. Gegenfeld zugehörige, übliche Intensitätsverteilung mit wesentlich intensiverer lang- bzw. kurzwelliger Komponente eingestellt. Die Dissymmetrie ist jedoch im Gegenfeld geringer als im Gleichfeld, ein Ergebnis, das auch bei allen früheren Untersuchungen immer wieder festgestellt wurde. Nach den obigen Überlegungen liegt jetzt die Erklärung auf der Hand: Während im Gegenfeld der an der Stelle 1 vorliegende "falsche" Intensitätsunterschied durch die Zusammenstöße erst abgebaut wird und anschließend erst wieder der einem Gegenfeld zukommende Intensitätsunterschied mit intensiverer kurzwelliger Komponente aufgebaut wird, erfolgt im Gleichfeld bereits von vornherein eine weitere Vermehrung des "richtig" vorliegenden Intensitätsunterschiedes. An der Stelle 1 liegt eine Intensitätsverteilung vor, als ob die Kanalstrahlen am Ausgang der Kathodenbohrung ein Gleichfeld durchlaufen hätten, wie dies auch tatsächlich der Fall ist. Doch davon weiter unten.

An der Stelle 3, dem Eintritt des Strahls in das 2. Feldgebiet, überwiegt bemerkenswerterweise die langwellige Komponente auch beim Eintritt in das Gegenfeld (σ -, Stelle 3). Im letzten Falle wird also das Vorzeichen der Dissymmetrie in das 2. Feldgebiet mitgenommen,

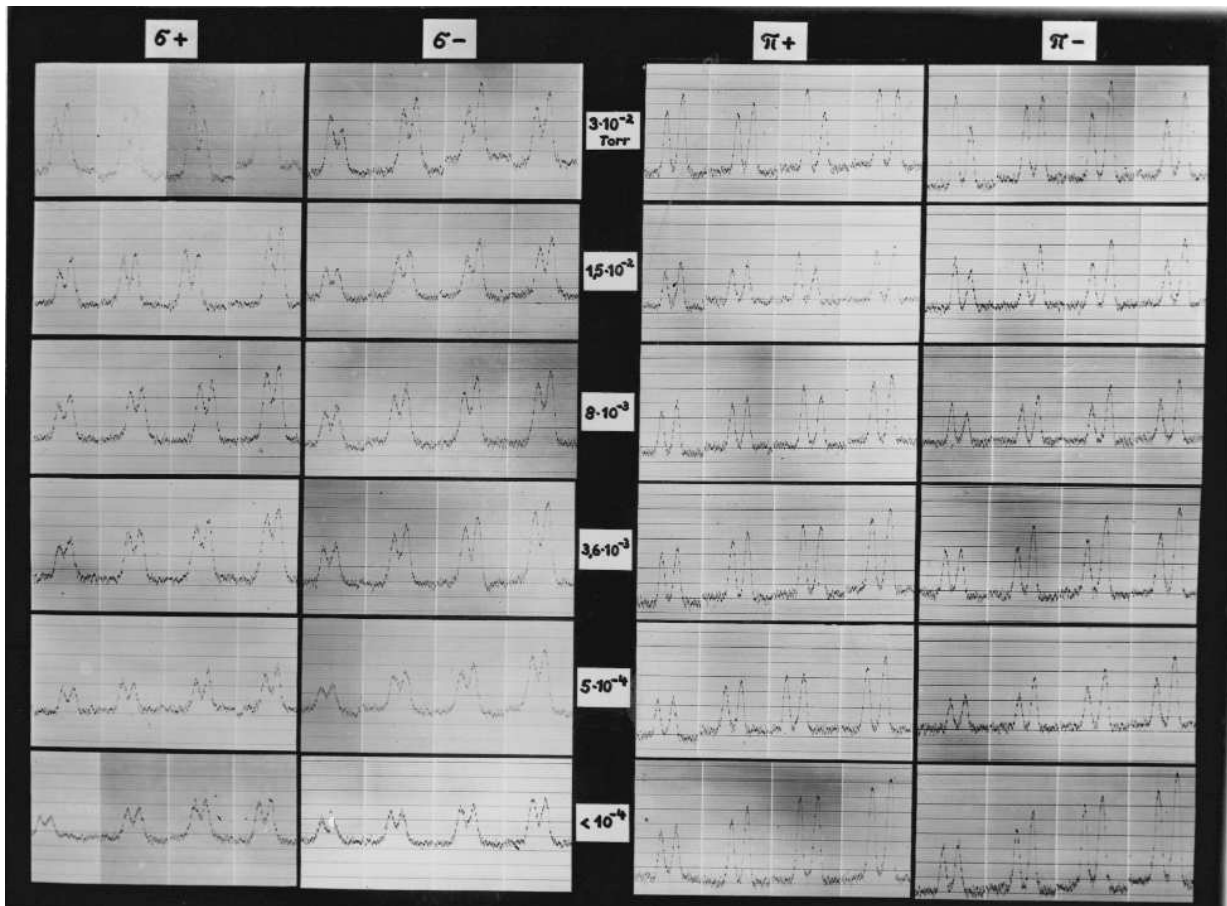


Abb. 14. Photometrierungen der σ - und π -Komponenten von H_{β} bei positiver (+) und negativer (-) Polung der Mittelelektrode und verschiedenen Drucken.

d.h. die Zusammenstöße auf dem Weg des Kanalstrahls von der Stelle 2 bis zur Stelle 3 (Durchgang durch die Mittelelektrode) genügten also nicht, um die Dissymmetrie vollständig abzubauen oder gar zu Gunsten der kurzwelligen Komponenten umschlagen zu lassen. Beim Eintritt in das Gleichfeld ($6+$, Stelle 3) dagegen genügte dieser Weg wegen der geringeren Dissymmetrie an der Stelle 2, die dem Gleichfeld entsprechende Intensitätsverteilung mit intensiverer langwelliger Komponente herzustellen.

An der Stelle 4, dem Ende des 2. Feldgebietes, haben die Stöße schließlich wiederum in beiden Fällen ($6+$ u. $6-$) die der betreffenden Feldrichtung zugehörige Dissymmetrie erzeugt.

Nun wird der Druck im Beobachtungsraum vermindert, d.h. wir gehen jetzt von den beiden soeben besprochenen Photogrammen senkrecht nach unten. Man sieht deutlich, wie die diskutierte Wirkung der Stöße mit zunehmender Druckverminderung abnimmt. Von $8 \cdot 10^{-3}$ Torr an abwärts genügen die Zusammenstöße selbst im Gegenfeld nicht mehr, um den an der Stelle 1 ($6+$) vorhandenen Überschuß der langwelligen Intensität abzubauen. Daher sind selbst an der Stelle 2 trotz Gegenfeldes die langwelligen Komponenten immer noch intensiver als die kurzwelligen. Wie man sieht, liegen hier Bedingungen vor, zu denen auch die gegebene begrenzte Länge des Feldkondensators gehört, und unter denen gegen alle bisherige Erfahrung die langwellige Intensität in einem Gegenfeld die intensivere ist, und nicht die kurzwellige. Beim Übertritt des Strahls in das anschließende Gleichfeld kann der an der Stelle 2 immer noch vorhandene Überschuß der langwelligen Intensität nur noch verstärkt werden. Bei negativer Polung ($6-$) wird bei dem vorhandenen Druck ($8 \cdot 10^{-3}$ Torr) der beim Eintritt (Stelle 1) vorhandene Intensitätsunterschied zunächst durch das Gleichfeld verstärkt. Beim Übertritt in das Gegenfeld (Stelle 3) bleibt der vorhandene Intensitätsunterschied fast bestehen, weil die Wirkung der Zusammenstöße bei diesem Druck bereits so gering geworden ist, daß keine Umkehr des Vorzeichens mehr zustan-

de kommt. Am Ende dieses Gegenfeldes (Stelle 4) ist aus den obigen Gründen gleichfalls die langwellige Intensität trotz Gegenfeldes überwiegend. Der Grund für dieses Verhalten ist offensichtlich der, daß von diesem Druck an abwärts wegen der begrenzten Länge des Feldkondensators nicht mehr genügend Zusammenstöße stattfinden, um das "richtige" Vorzeichen der Dissymmetrie herzustellen. Man erkennt also deutlich, wie in Übereinstimmung mit den Ausführungen im theoretischen Teil die Einstellzeit für den Grenzwert des Intensitätsverhältnisses bei Druckverminderung zunimmt. Bei noch kleineren Drucken bleibt das anfänglich an der Stelle 1 vorhandene Intensitätsverhältnis im wesentlichen erhalten, wenn auch immer noch ein geringer Einfluß von Stößen erkennbar bleibt. Bei Abklingleuchten ($5 \cdot 10^{-4}$ Torr und $< 10^{-4}$ Torr) liegt also nicht allgemein das Intensitätsverhältnis 1 vor, sondern es bleibt, ebenfalls in Übereinstimmung mit den theoretischen Ausführungen, das beim Eintritt des Strahles ins Hochvakuum vorliegende Intensitätsverhältnis bestehen. Die Aufnahmen bei einem Druck von weniger als 10^{-4} Torr wurden durch Verengerung der Eintrittsblende hergestellt. Wie später gezeigt werden wird, ist mit dieser Veränderung ein etwas kleineres Intensitätsverhältnis R/V an der Stelle 1 verknüpft, eine Tatsache, die man durch Vergleich mit den darüber liegenden Aufnahmen bei $5 \cdot 10^{-4}$ Torr leicht feststellen kann.

Die π -Intensität (rechte Hälfte der Abb. 14) zeigt im wesentlichen dasselbe Verhalten wie die σ -Intensität. Jedoch ist der Einfluß der Stöße wegen der größeren Entfernung des Ladungsschwerpunktes vom Kern stärker. Die "Störanfälligkeit" oder mit anderen Worten der Stoßquerschnitt nimmt mit wachsender Komponentennummer zu. Daher liegt der Druck, bei dem unabhängig von der Feldrichtung stets die langwellige Intensität überwiegt, niedriger als bei den σ -Komponenten, nämlich erst bei etwa 10^{-3} Torr. Eine weitere Bestätigung der theoretischen Überlegungen zeigt sich durch das Verhalten des Intensitätsverhältnisses

der π -Komponenten beim Eintritt in ein Gegenfeld (Spalte $\pi+$, Stelle 1) und Verminderung des Druckes. Der Stelle 1 entspricht in der Abb. 6, Seite 18, die gestrichelte, mit ① bezeichnete Senkrechte. Wie man erkennt, verlangt die Theorie eine Zunahme des Intensitätsverhältnisses mit abnehmendem Druck. Das Experiment zeigt genau dasselbe Verhalten. Zu Abb. 6 sei noch bemerkt, daß der gemeinsame Schnittpunkt auf der Ordinatennachse dem Intensitätsverhältnis am Ende des Raumladungsgleichfeldes innerhalb der Kathodenbohrung entspricht.

In den Photogrammen ist eine weitere interessante Tatsache enthalten, die von der Theorie für den Fall gefordert wird, wenn das Intensitätsverhältnis beim Eintritt in ein Feld bereits "richtig" ist, z.B. für den Fall des Überwiegens der langwelligen Intensität beim Eintritt des Strahls in ein Gleichfeld. Hierbei tritt nach Abb. 5, Seite 18, bei höheren Drucken eine Verstärkung der Dissymmetrie ein (vergl. auch Abb. 7). Bei Druckverminderung bleibt bei einem bestimmten Druck δ das Intensitätsverhältnis gleich und nimmt bei noch geringeren Drucken ab. Wie man sich leicht überlegen kann, muß dieses Verhalten besonders dann deutlich werden, wenn R_0/V_0 möglichst hoch liegt. Dies ist besonders für die π -Komponenten der Fall und daher bei diesen sehr deutlich. Man vergleiche hierzu in der Spalte $\pi+$ die Stellen 3 und 4, in der Spalte $\pi-$ dagegen die Stellen 1 und 2 (Gleichfelder). Wie man sieht, ist bei $8 \cdot 10^{-3}$ Torr keine Wirkung der Stöße zu verzeichnen. Dies bedeutet offenbar, daß der Grenzwert des Intensitätsverhältnisses für diesen Druck bereits beim Eintritt des Kanalstrahls in die oben bezeichneten Gleichfelder vorliegt. Bei größeren Drucken erkennt man eine Zunahme, bei kleineren Drucken dagegen eine Abnahme der Dissymmetrie ganz im Sinne der Theorie.

Kontrollierende Aufnahmen der δ -Intensität von H_T im Druck- und Abklingleuchten bestätigen obigen Befund (Abb. 15).

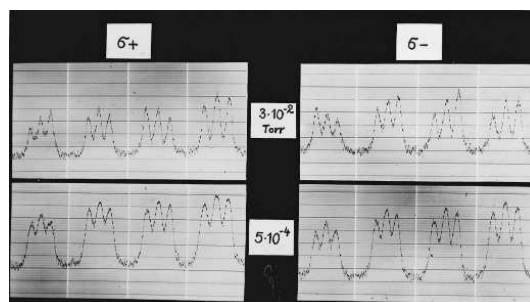


Abb. 15. Photometrierungen der 6-Komponenten von H_γ im Druck- und Abklinglicht bei positiver und negativer Polung der Mittelelektrode.

Die Tatsache, daß im Drucklicht bei negativer Polung das Vorzeichen der Dissymmetrie in das 2. Feldgebiet mitgenommen wird, bei positiver Polung dagegen nicht (vergl. Abb. 14), gab nun dazu Veranlassung, durch Variation der Dicke der Mittelelektrode die Photometrierstellen 2 und 3 möglichst zu nähern. Dabei ist zu erwarten, daß auch bei +Polung schließlich eine Intensitätsdissymmetrie am Anfang des 2. Feldgebietes (Stelle 3) vorliegt, die nur unwesentlich von derjenigen am Ende des 1. Feldgebietes (Stelle 2) verschieden ist. Eine solche Aufnahmenserie zeigt Abb. 16, Spalte 6+. Man erkennt, wie von einer Dicke zwischen 1,0 und 0,53 mm an abwärts tatsächlich an der Stelle 3 dasselbe Vorzeichen der Dissymmetrie vorliegt wie an der Stelle 2, daß also demnach die Zahl der Zusammenstöße während der nunmehr kürzeren Wegstrecke zwischen den Stellen 2 und 3 nicht ausreichend war, um das Intensitätsverhältnis abzubauen, wie dies bei größeren Wegstrecken zwischen 2 und 3 der Fall ist. Bei einer Dicke von 0,1 mm ist praktisch kaum noch eine Änderung zu verzeichnen.

Eine ähnliche Wirkung mußte, des größeren Durchgriffes der beiden Felder wegen, eine Verbreiterung des Schlitzes

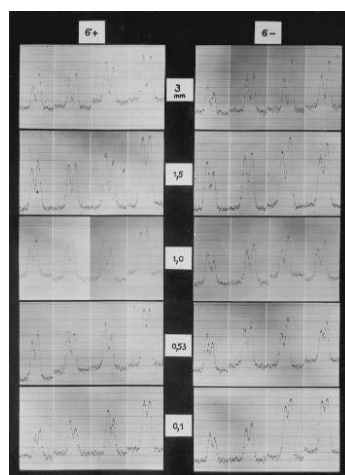


Abb. 16.
Photometrierungen der 6-Komponenten von H_{β} im Druckleuchten bei verschiedener Dicke der Mittelelektrode. Schlitzbreite = 0,35 mm (in der letzten Zeile 0,12 mm).

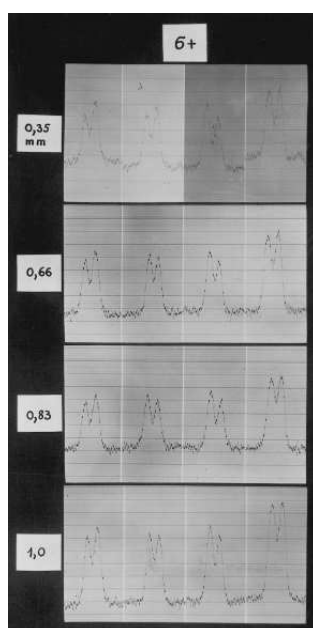


Abb. 17.
Photometrierungen der 6-Komponenten von H_{β} im Druckleuchten bei verschiedener Schlitzbreite in der positiven Mittelelektrode. (Dicke der Mittelelektrode = 1 mm).

in der mittleren Elektrode bei konstanter Dicke haben, weil dadurch das Ende der ersten und der Beginn der 2. Aufspaltung ebenfalls zeitlich bzw. örtlich zusammenrücken. Diese Wirkung ist auch tatsächlich zu beobachten, wie in Abb. 17 gezeigt wird. Das oberste Photogramm zeigt bei 2 und 3 noch eine Umkehr der Dissymmetrie. Erweitern wir aber den Schlitz auf 0,66 mm oder machen wir ihn noch weiter, so ist aus dem o.a. Grunde keine Umkehr der Dissymmetrie mehr vorhanden.

Seither wurde das Intensitätsverhältnis nur am Anfang und Ende der beiden Feldgebiete betrachtet. Dies soll nun auch an den dazwischen liegenden Stellen getan werden, um damit einen Aufschluß über das Intensitätsverhältnis als Funktion des vom Kanalstrahl im ersten Felde zurückgelegten Weges zu erhalten. Abb. 18 enthält Photogramme der σ - und π -Komponenten von H_{β} im ersten Feldgebiet bei Druckleuchten. Das Zeichen + bedeutet den Eintritt des Kanalstrahls in ein Gegenfeld, das Zeichen - dagegen den Eintritt in ein Gleichfeld. Die Größe x ist hierbei die Entfernung vom Beginn der Aufspaltung bis zur Photometrierstelle, bezogen auf den Ort des Kanalstrahls. Am linken Rande liegen die durch das Stufenfilter erzeugten Intensitätstreppen mit den früher angegebenen Intensitätswerten. Abb. 19 gibt entsprechende Photometrierungen für die σ -Intensität von H_{β} wieder.

Die Photogramme der Abb. 18 wurden einer quantitativen Auswertung unterzogen. Das Ergebnis ist in Abb. 20 graphisch dargestellt. Wie man hier sehr deutlich sieht, fällt die Dissymmetrie bei den π -Komponenten durchweg größer aus als bei den σ -Komponenten. Ferner kann man feststellen, daß die Länge des Feldes noch nicht zur Einstellung des Grenzwertes genügt. Extrapoliert man unter Berücksichtigung einer leichten Krümmung, wie sie dem tatsächlichen exponentiellen Verlauf eigen ist, einerseits die beiden σ -Kurven und andererseits die beiden π -Kurven nach links bis zum gegenseitigen Schnitt, so findet man überraschenderweise, daß die beiden Schnittpunkte etwa

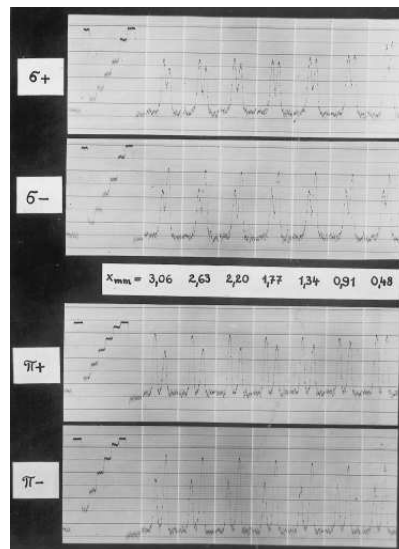


Abb. 18. Photometerkurven der $\sigma-$ und π -Komponenten von H_β im 1. Feldgebiet bei Druckleuchten in verschiedenen Entfernungen x vom Beginn der Aufspaltung bei Gegen- und Gleichfeld.

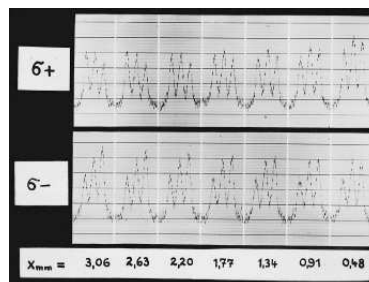


Abb. 19. Photometerkurven der σ -Komponenten von H_γ im 1. Feldgebiet bei Druckleuchten in verschiedenen Entfernungen x vom Beginn der Aufspaltung bei Gegen- und Gleichfeld.

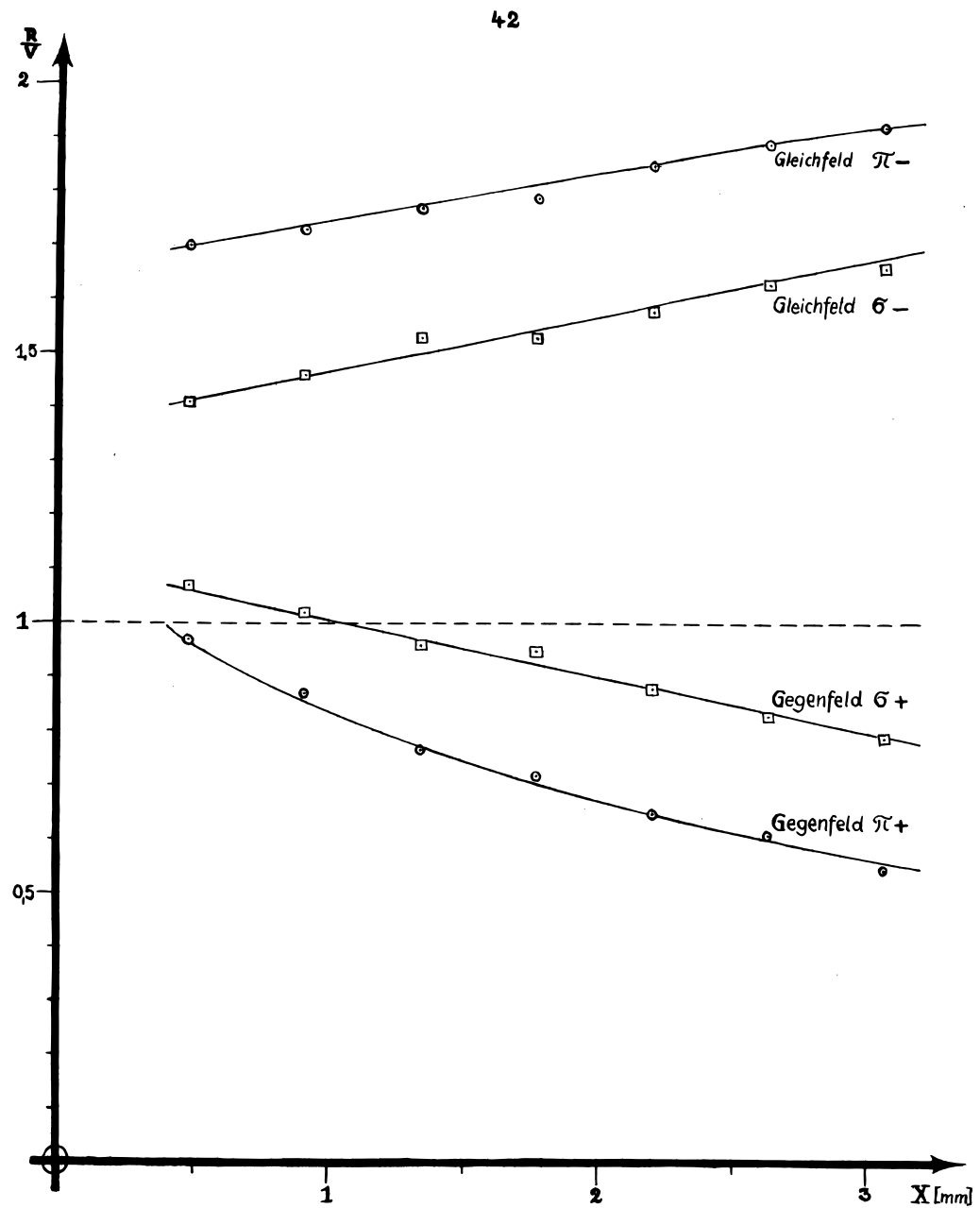


Abb. 20. Intensitätsverhältnis der σ -u. π -Komponenten von H_β im 1. Feldgebiet bei Druckleuchten als Funktion der Entfernung x von der unteren Elektrode bei Gleich- u. Gegenfeld.

an der gleichen Stelle $x_0 \approx -0,8$ mm liegen, daß ferner das zugehörige R_0/V_0 größer als 1 ist, also ein Überwiegen der langwelligen Intensität anzeigt, und dieses Verhältnis für die π -Komponenten größer als für die σ -Komponenten ausfällt. Der Punkt x_0 ist demnach offenbar jene Stelle vor dem Austritt des Strahls aus der Kathodenbohrung, bis zu der das Feld durch die Eintrittsblende durchgreift und an der ein bestimmtes, von der äußeren Feldrichtung unabhängiges Intensitätsverhältnis $R_0/V_0 > 1$ vorliegt. Wenn auch von dieser Stelle ausgehend auf einer Strecke von 0,8 mm zunächst noch keine Aufspaltung erkennbar ist, so liegt jedoch sicher ein orientierender Einfluß des Feldes auf die Ladungsverteilung in den Atomen vor. Der Befund, daß an der Stelle x_0 nicht Intensitätsgleichheit vorhanden ist, wie zu erwarten wäre, wenn der Strahl bis dahin innerhalb der Kathode ein feldfreies Gebiet durchlaufen hätte, sondern ein Intensitätsverhältnis > 1 vorliegt, läßt vermuten, daß der Kanalstrahl vorher ein Gleichfeld durchlaufen hat.

In diesem Sinne sind auch die Abb. 5 und 6 zu verstehen, wo angenommen wurde, daß an einer Stelle, dort $x = 0$, ein von Druck und Feldrichtung im Beobachtungsraum unabhängiges Intensitätsverhältnis R_0/V_0 existiert (der Nullpunkt der x -Achse in Abb. 20 würde dort selbstverständlich an der Stelle $-x_0 \approx +0,8$ mm liegen). Beispielsweise würden die beiden π -Kurven der Abb. 20 in guter Übereinstimmung den allerdings nur qualitativen und schematisierten Kurven der Abb. 5 und 6 jeweils beim Druck 8 entsprechen (Druckleuchten).

Wir wenden uns nun der Frage nach dem zu vermutenden Gleichfeld vor dem Punkte x_0 zu. Zwischen Kathode und diesem Punkte verläuft der Kanalstrahl in dem vor äußeren Feldern durch metallische Wände vollständig geschützten Kathodenkanal. Da der Kanalstrahl z.T. aus Ionen besteht, so ist der Kathodenkanal mit einer positiven Raumladung der Dichte ρ ausgefüllt. Diese hat nach der Poisson'schen

Potentialgleichung

$$\Delta \varphi = -4\pi \varrho$$

oder $\operatorname{div} \vec{E} = +4\pi \varrho$

eine elektrische Raumladungsfeldstärke zur Folge. Die Integration dieser Gleichung unter der Voraussetzung konstanter Raumladung und der Randbedingung verschwindenden Potentials am Anfang und Ende des Kanals liefert für das axiale Potential einen parabolischen Verlauf. Daraus folgt durch Differentiation für die Feldstärke in der 1. Hälfte des Kanals ein Gegenfeld, in der 2. Hälfte dagegen ein Gleichfeld! Dieses Gleichfeld scheint nun die Ursache dafür zu sein, daß an der Stelle x_0 unabhängig von der Feldrichtung im 1. Kondensatorfeld jeweils die Intensität der langwelligen Komponenten überwiegt.

In der Abb. 21 sind nun für das Gebiet zwischen Kathodenfall und Mittelelektrode unter diesen Gesichtspunkten der Verlauf des Potentials, der Feldstärke und des Intensitätsverhältnisses R/V dargestellt, wie man letzteres beobachten würde, wenn der Kanal einer Beobachtung zugänglich wäre und die Größe der Raumladungsfeldstärke bereits eine erkennbare Aufspaltung hervorrufen würde. Die linke Hälfte der Abbildung zeigt den Fall der positiven, die rechte den Fall der negativen Mittelelektrode (äußeres Gegen- bzw. Gleichfeld). Wie man aus der Abbildung entnimmt sind bis zur Stelle x_0 beide Fälle vollkommen identisch. Von da an wird bei Gegenfeld die Dissymmetrie zunächst abgebaut und kehrt schließlich (der Feldrichtung entsprechend) ihr Vorzeichen um. Bei Gleichfeld hingegen wird die Dissymmetrie weiterhin verstärkt, möglicherweise mit plötzlich stärkerem Anstieg (Knick an der Stelle x_0), da wahrscheinlich bei stärkerem äußeren Feld die Orientierung der Ladungen im Atom vollständiger ist als bei dem nur schwachen Raumladungsfeld. Zu dieser Überlegung gelangt man, wenn man bedenkt, daß bei Erhöhung

45

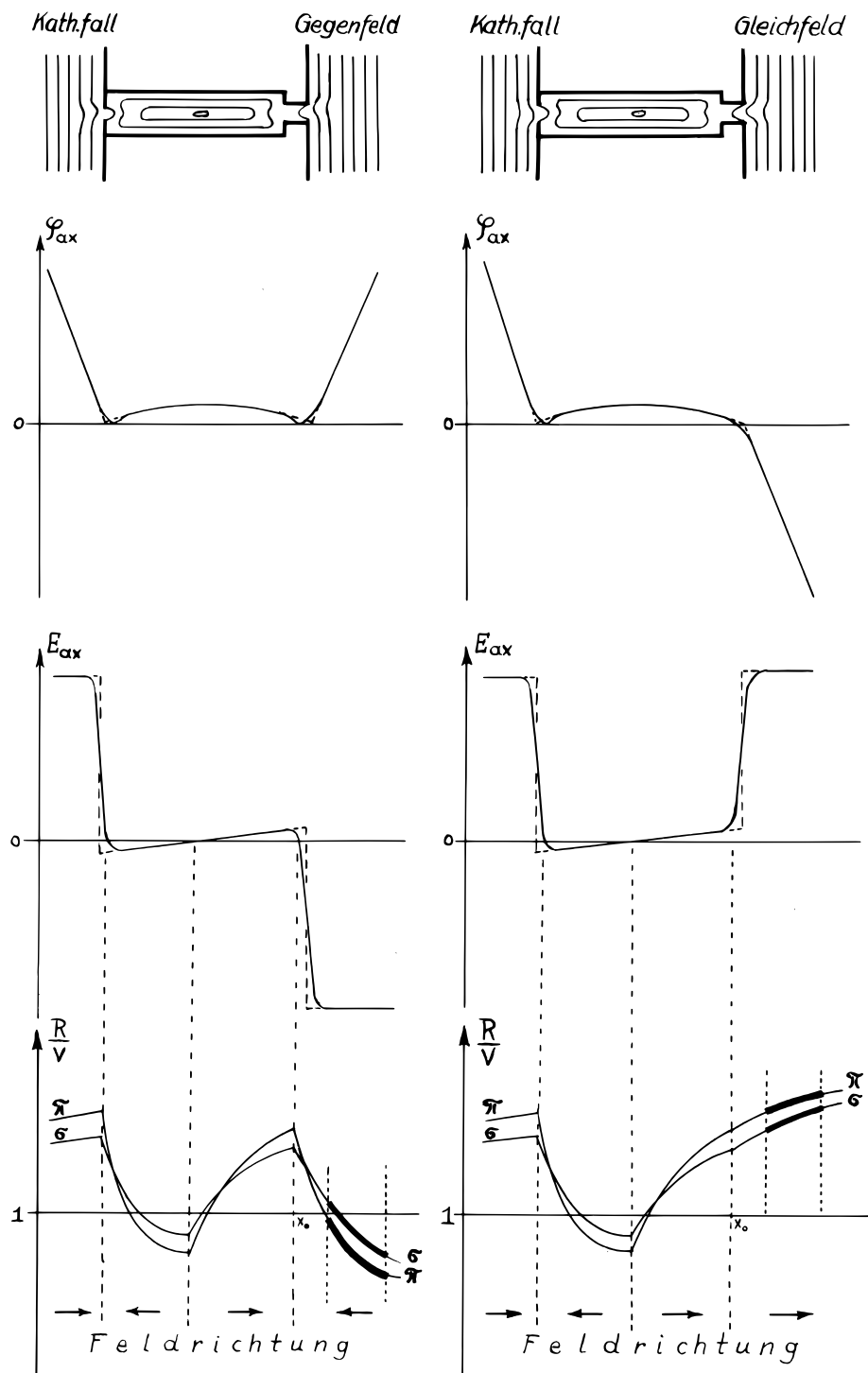


Abb.21. Qualitatives Bild der Äquipotentiallinien, des axialen Potentials, der axialen Feldstärke u. des Intensitätsverhältnisses im Gebiet zwischen Kathodenfall und Mittelelektrode.

der äußeren Feldstärke der Einfluß der atomaren Mikrofelder, die (ihrer raschen Veränderlichkeit wegen) einer Orientierung in eine feste Richtung entgegenwirken, zurücktritt. Die stark ausgezogenen Teile der Intensitätskurven entsprechen dem tatsächlich beobachteten Bereich zwischen den Photometrierstellen 1 und 2 (vergl. mit Abb. 20).

Es liegt auf der Hand, daß die Lage der Stelle x_0 natürlich von dem Begrenzungsspalt des Kanalstrahls beim Eintritt in das Feld abhängen muß. Vergrößert man die Dicke der Spaltplatten, so wird bei Gegenfeld (Abb. 21 links) die in diesem Falle feldfreie Stelle x_0 wegen der veränderten Durchgriffsverhältnisse etwas nach links verschoben. Die Intensitätskurve beginnt daher schon früher zu fallen, wodurch die Dissymmetrie an der Photometrierstelle 1 bei Gegenfeld etwas zu Gunsten der kurzwelligen Intensität verschoben wird. Bei der δ -Intensität kann daher sogar ein Umschlagen der Dissymmetrie in ihr "richtiges" Vorzeichen eintreten.

Solche Versuche sind ebenfalls durchgeführt worden. Die Abb. 22 gibt Photogramme jeweils der Stelle 1 im Gegenfeld bei verschiedenen Dicken der Spaltplatten wieder. Das soeben geschilderte Verhalten ist hierbei deutlich zu sehen. Bei geringen Dicken der Spaltplatten überwiegt trotz Gegenfeldes die langwellige Intensität, bei größeren Werten schließlich die kurzwellige. Bei Gleichfeld konnte eine derartige Wirkung der Eintrittsblende, wie aus entsprechenden Überlegungen verständlich ist, nicht beobachtet werden.

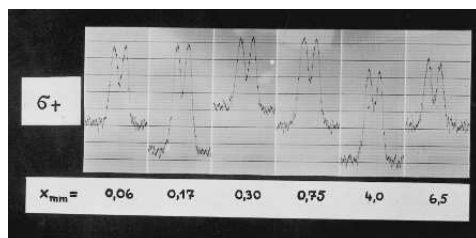


Abb. 22.

Photometerkurven der δ -Komponenten von H_β bei Druckleuchten im Gegenfeld an der Stelle 1 bei verschiedenen Dicken (x) der Spaltplatten.

V. Zusammenfassung.

Untersucht wurde die kürzlich von R. Gebauer in der Zeitschrift für Physik beschriebene Zeitabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie von Wasserstoff-Kanalstrahlen im elektrischen Felde an den Balmerlinien H_β und H_γ und zwar einmal beim Übergang der Strahlen aus der Kathodenbohrung in ein parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung orientiertes elektrisches Feld und ferner beim Übertritt der Strahlen aus einem dieser Gebiete in ein Feldgebiet der entgegengesetzten Richtung bei schrittweiser Variation des Druckes im Beobachtungsraum vom Druckleuchten bis zum Abklingleuchten. Die seit langem bekannte Tatsache, daß im Gegenfeld die Intensitätsdissymmetrie geringer als im Gleichfeld ausfällt, wird aufgeklärt und ist eine Folge des am Ausgang der Kathodenbohrung vorhandenen Raumladungsgleichfeldes. Dieses Gleichfeld, in Verbindung mit der Tatsache, daß ein Intensitätsunterschied wegen seiner statistischen Natur sich mit der Zeit nur relativ langsam ändert, bewirkt beim Eintritt des Kanalstrahls in ein äußeres Feld unabhängig von der Feldrichtung zunächst ein Überwiegen der langwelligen Intensität. Während im Gleichfeld diese durch das Raumladungsgleichfeld geschaffene Dissymmetrie weiter verstärkt wird, muß im Gegenfeld zunächst ein Abbau bis zur Intensitätsgleichheit erfolgen, an die sich erst jetzt ein Aufbau des üblichen, einem Gegenfelde zukommenden Intensitätsunterschiedes mit intensiveren kurzwelligen Komponenten anschließen kann. Aus diesen Gründen fällt der Intensitätsunterschied bei gleichem Laufweg im Felde bei Gegenfeld geringer als im Gleichfeld aus.

Diese Zeitabhängigkeit wird von statistischen Erwägungen ausgehend theoretisch behandelt. Die Integration der aufgestellten Differentialgleichungen liefert das Intensitätsverhältnis von lang- und kurzwelligen Kom-

ponenten in Abhängigkeit des vom Kanalstrahl im Feld zurückgelegten Weges, bzw. in Abhängigkeit von der Zeit (= Weg : Geschwindigkeit), wobei der Druck implizite als Parameter vorkommt. Dadurch ist es möglich, den Gang des Intensitätsverhältnisses auch in Abhängigkeit vom Druck im Beobachtungsraum zu verfolgen. Danach strebt ein Intensitätsverhältnis nach einem Exponentialgesetz einem Grenzwert zu, Bei Druckverminderung nimmt dieser Grenzwert des Intensitätsverhältnisses ab, wobei gleichzeitig die zu seiner Ausbildung notwendige Zeit zunimmt. Daraus ergibt sich, daß bei geringen Drucken und begrenzten Feldlängen Bedingungen vorhanden sind, bei denen entgegen allen bisherigen Erfahrungen im Gegenfeld die langwelligen Komponenten im ganzen Feldgebiet die intensiveren sind. Eine weitere Folge ist, daß bei Abklingleuchten nicht etwa allgemein Intensitätsgleichheit vorliegt, sondern eine beim Eintritt der Strahlen ins Hochvakuum vorhandene Dissymmetrie erhalten bleibt, da der von der Theorie geforderte Grenzwert wegen Fehlens jeglicher Zusammenstöße erst bei unendlich großen Laufwegen im Felde erreicht würde.

Die experimentellen Ergebnisse stehen in bester Übereinstimmung mit den theoretischen Erwägungen. Ferner ergibt sich, ebenfalls in Übereinstimmung mit der Theorie, daß die Intensitätsdissymmetrie mit größer werdendem Stoßquerschnitt zunimmt, also bei H_r größer ausfällt als bei H_β und weiterhin bei den Komponenten $e i n e r$ Linie mit zunehmender Komponentennummer ansteigt.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. R. Gebauer für die Anregung und die in jeder Hinsicht unermüdliche Unterstützung der vorliegenden Arbeit meinen tiefsten Dank aussprechen. Ebenfalls danke ich herzlichst meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. Rau, für das freundliche Interesse, das er der Arbeit immer entgegenbrachte.

49

Herrn Prof. Dr. Kohlschütter, dem Direktor des
Eduard Zintl - Instituts, bin ich für die Überlas-
sung des Photometers zu bestem Dank verpflichtet.

Physikalisches Institut
der
Technischen Hochschule
D a r m s t a d t

Im Dez. 1950.



Lebenslauf.

=====

Ich, Günther Ohl, wurde am 14. Febr. 1919 als Sohn des Regierungsrates Wilhelm Ohl und dessen Ehefrau Karoline, geb. Hönig, zu Worms a./Rh. geboren. An 3-jährigen Volksschulbesuch schloß sich eine 9-jährige Ausbildung an den Ober-Realschulen in Worms, Friedberg u. Darmstadt an, wo ich im Februar 1937 an der Ludwigs-Oberrealschule die Reifeprüfung ablegte.

Anschließend genigte ich meiner 6-monatigen Arbeits- und 2-jährigen Militärdienstpflicht. Wegen des Kriegsausbruches wurde ich jedoch erst nach schwerer Verwundung (Amputation des linken Unterarmes und Verwundung des rechten Oberschenkels) im Februar 1944 entlassen. Nun konnte ich mein bereits als Wehrmachtsurlauber im WS 41/42 begonnenes Studium der Physik an der TH Darmstadt fortsetzen. Nach Ablegung der "mit Auszeichnung" bestandenen Diplom-Vorprüfung im WS 44/45 war ich als Hilfsassistent am Institut für Praktische Mathematik tätig. Nach Kriegsende führte ich von August bis Jahresende 1945 als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Statistical Office of German Industries (ehem. Reichsgruppe Industrie) selbstständige mathematisch-statistische Arbeiten durch. Ich schied auf eigenen Wunsch aus, um mein Studium zu beenden. Im Herbst 1947 bestand ich die Diplom-Hauptprüfung mit "sehr gut". Anschließend wurde ich mit Hilfsassistentenz am Physikalischen Institut betraut. Als Dissertation untersuchte ich während dieser Tätigkeit die Zeitabhängigkeit der Intensitätsdisymmetrie beim Wasserstoff-Starkoeffekt. Seit 1.11.50 bin ich am obigen Institut als Assistent tätig.

Günther Ohl.